www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

2e JAARGANG NUMMER 5 MEI 1937

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

LASSCHEN EN LASCHSTAVEN

door J. SACK.

Samenvatting. Na een korte uiteenzetting der verschillende methoden van het electrisch booglasschen, wordt de beteekenis besproken, die de bekleeding van de laschstaaf heeft, met het oog op de kwaliteit van de lasch.

Inleiding

In de loop der tijden zijn verschillende electrische procédé's ontwikkeld om metalen met elkaar te verbinden, zooals booglasschen, weerstandslasschen, punt- en naadlasschen. In dit artikel wordt alleen het booglasschen behandeld, een werkwijze, waarbij de warmte van een electrische boog wordt gebruikt om metalen onderdeelen door smelten met elkaar te vereenigen. Hoewel, in hetgeen hieronder volgt, speciaal gedacht is aan het lasschen van ijzer, geldt het meerendeel toch ook voor het lasschen van andere metalen.

Typische voorbeelden van laschverbindingen zijn de stompe lasch en de hoeklasch, in dwarsdoorsneden afgebeeld in de *fig. 1*, *2* en *3*.

Tegen het einde van de vorige en in deze eeuw zijn verschillende methoden van electrisch booglasschen bedacht en beproefd. De belangrijkste en interessantste zijn schematisch afgebeeld in de *fig. 4*, *5*, *6*, *7* en *8*.

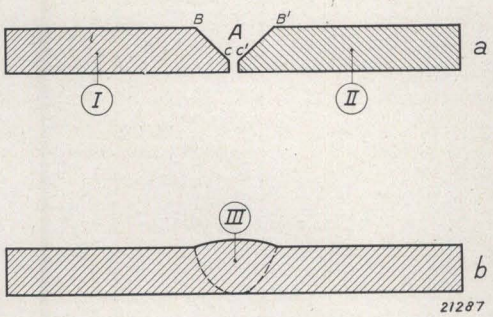


Fig. 1. Stompe lasch (z.g. V-lasch).
De platen I en II (*a*), die met elkaar verbonden, aan elkaar gelascht moeten worden, liggen in hetzelfde vlak. De kanten van de platen zijn vooraf afgeschuind (*BC* en *B'C'*), waardoor een V-vormige goot ontstaat, die met ijzer volgelascht wordt. Hierbij smelten de afgeschuinde kanten mee en verkrijgt men een geheel *b*. In *b* stelt het door een streeplijn begrensde gedeelte III het metaal voor, dat bij het lasschen in vloeibare toestand is geweest.

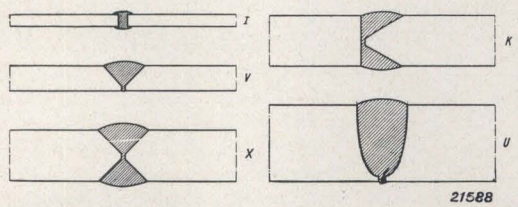


Fig. 2. Verschillende vormen van de stompe laschverbinding: I-lasch, V-lasch, X-lasch, K-lasch en U-lasch.

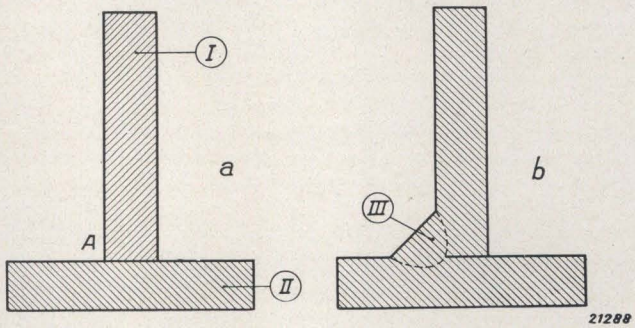


Fig. 3. Hoeklasch.
Bij de hoeklasch staan de te verbinden deelen I en II loodrecht op elkaar. In de hoek *A* (*a*) wordt ijzer neergesmolten, zoodat de verbinding *b* ontstaat. Ook hier stelt III het gedeelte voor, dat bij het lasschen vloeibaar was.

De methoden van Benardos (1885), Zerener (1889) en Langmuir (1926) hebben eenige overeenkomst met het autogeen lasschen, speciaal de laatste twee; de autogene vlam is vervangen door de electrische boog. En evenals bij het autogeen lasschen de vulstaaf in sommige gevallen kan worden weggelaten, zoo is dit ook mogelijk bij het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

electrisch lasschen. Als voorbeeld is in *fig. 9* voorgesteld het lasschen van een bodem aan een vat met behulp van een koolboog (methode Benardos zonder vulstaaf), waarbij de randen van bodem en vat door de hitte van de boog met elkaar worden versmolten.

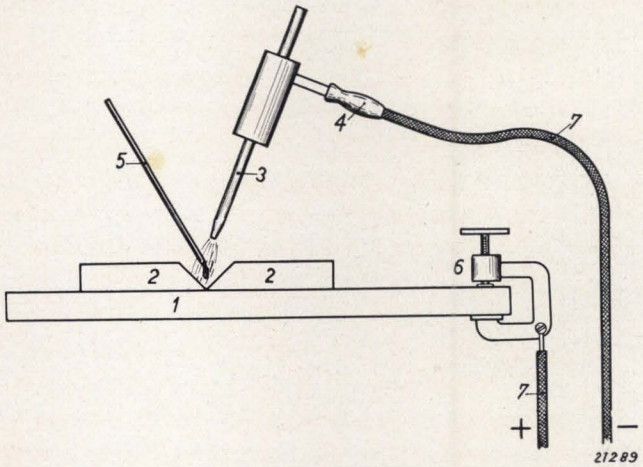


Fig. 4. Lasschen volgens de methode van Benardos (1885).

1: laschtafel
2: werkstuk
3: koolelectrode
4: laschtang
5: vulstaaf
6: tafelklem
7: laschkabels

Tusschen werkstuk 2 en koolstift 3 wordt een electrische boog gehouden. In de boog kan een laschdraad 5 tot smelten worden gebracht. Het gesmolten materiaal dient ter vulling van de V-vormige voeg, waarvan de kanten eveneens door de boog smelten.

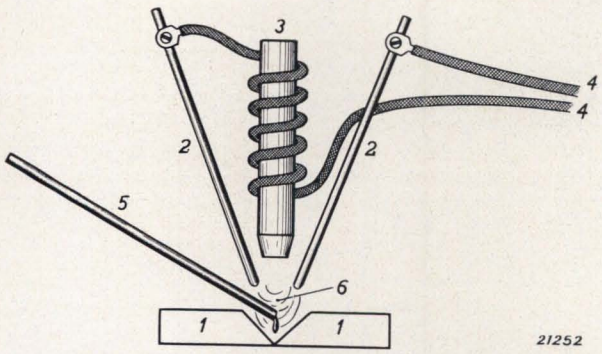


Fig. 5. Lasschen volgens de methode van Zerener (1889).

1: werkstuk
2: koolelectroden
3: blaasmagneet
4: laschkabels
5: vulstaaf
6: laschboog

Zerener liet een boog branden tusschen twee koolelectroden 2. Met behulp van een electromagneet 3 werd de boog naar het werkstuk toe geblazen. Een ijzeren vulstaaf 4 in de boog gebracht, smelt af en vult de voeg tusschen de deelen van het werkstuk 1.

Bij de methoden van Slavianoff (1892) en Alexander [1]) heeft men afgezien van een speciale staaf als electrode en is deze rol toegewezen aan de vulstaaf zelf, de laschstaaf.

[1]) P. Alexander: Arc welding in hydrogen and other gases, Gen. Electr. Rev. **29**, 169, 1926.

[2]) R. A. Weinmann en I. Langmuir: Atomic Hydrogen Arc Welding, Gen. Electr. Rev. **29**, 160, 1926.

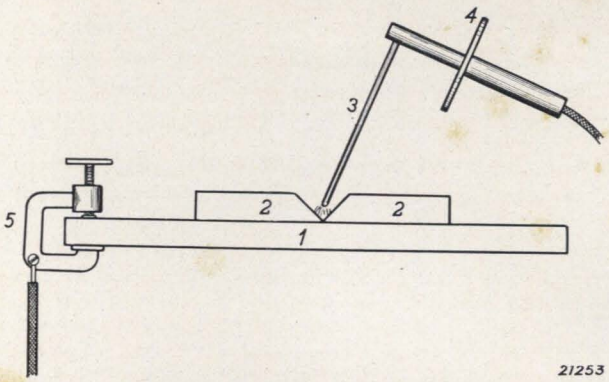


Fig. 6. Lasschen volgens de methode van Slavianoff (1892).

1: laschtafel
2: werkstuk
3: laschstaaf
4: laschtang
5: tafelklem

De boog brandt tusschen werkstuk 2 en een electrode 3 van ijzer, de z.g. laschstaaf. De boog doet de laschstaaf smelten alsmede de kanten van de voeg. De laschstaaf heeft derhalve een dubbele functie en wel is hij zoowel electrode als vulstaaf.

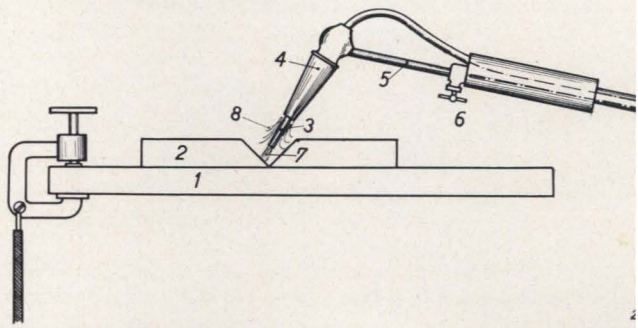


Fig. 7. Lasschen volgens de methode van Alexander (1926). (half-automatisch model)

1: laschtafel
2: werkstuk
3: laschdraad, automatisch toegevoerd
4: tuit
5: toevoer van beschermend gas
6: kraan voor regeling toevoer van het gas
7: electrische boog
8: atmosfeer van beschermend gas

Rondom de draad 3, die liefst automatisch aangevoerd wordt, wordt met behulp van tuit 4 beschermend gas geblazen (b.v. waterstofgas) teneinde te verhinderen, dat de blanke laschstaaf bij het smelten in aanraking komt met de zuurstof en de stikstof uit de lucht. Overigens is de methode identiek aan die van Slavianoff.

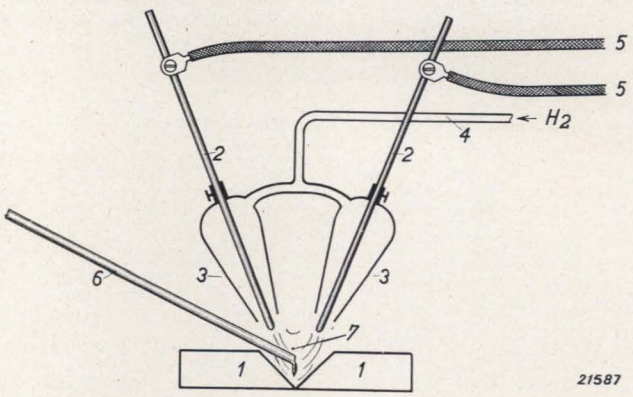


Fig. 8. Lasschen volgens de methode van Langmuir [2]) (1926).

1: werkstuk
2: wolfraamelectroden
3: tuiten voor de toevoer van waterstofgas
4: leiding voor de toevoer van waterstofgas
5: laschkabels
6: vulstaaf
7: atomaire waterstofboog

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Op de verschillende voor- en nadeelen en de mogelijkheden van toepassing der genoemde werkwijzen zal in dit bestek niet nader worden ingegaan. Wel kan men opmerken, dat die van Slavianoff klaarblijkelijk de eenvoudigste is en dat voor het lasschen uit de hand deze werkwijze tegenwoordig practisch altijd wordt toegepast.

Het electrisch lasschen heeft zich in den beginne uiterst langzaam ontwikkeld, hetgeen moet worden toegeschreven aan de ongeschikte electrische apparatuur, de geringe metallografische kennis en

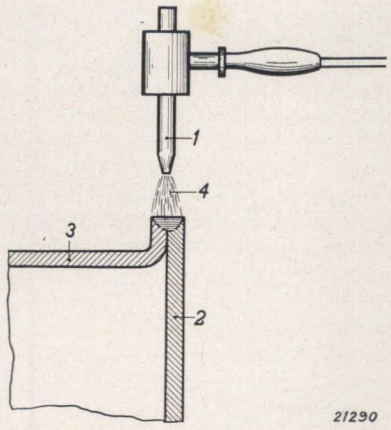


Fig. 9. Lasschen met de koolboog.
1: koolelectrode 3: wand
2: bodem 4: laschboog

vermoedelijk de concurrentie van het autogeen lasschen. Slechts enkele fabrieken gebruikten het electrisch lasschen en dan nog uitsluitend voor reparatiewerk. Algemeen werd voor de laschstaven z.g. blank draad gebruikt, d.w.z. gewoon ijzerdraad. Dit draad bleek alleen verlascht te kunnen worden met gelijkstroom. De generatoren, waarover men vóór 1914 beschikte, waren duur en niet speciaal voor het lasschen geconstrueerd. Een groote stap vooruit vormde het gebruik van bekleede staven in navolging van den Zweed Kjellberg.

Na 1918 begint een snelle ontwikkeling zoowel van laschmachines [3]) als van laschstaven. Het electrisch lasschen ontwikkelt zich van reparatie- tot constructiemethode. Veel dat vroeger autogeen gelascht, geklonken of gegoten zou worden, wordt thans met voordeel en succes electrisch gelascht. Deze groei is nog in volle gang en meer dan bij eenige andere constructiemethode gaat het toepassen van electrisch lasschen gepaard met intensief technisch en wetenschappelijk onderzoek. Hieronder moge een en ander volgen betreffende de beteekenis, die de bekleeding van de laschstaaf heeft met het oog op de kwaliteit van de lasch. Hiertoe beginnen wij met de laschboog te bespreken.

[3]) H. A. W. Klinkhamer, Philips techn. T. **1**, 342, 1936.

De laschboog

In de laatste tijd zijn nauwkeurige bepalingen verricht van de temperatuur van een boog. De belangrijkste en nauwkeurigste methode om boogtemperaturen te meten is uitgewerkt door Ornstein en zijn medewerkers van de universiteit te Utrecht [4]). Hierbij wordt uitgegaan van het spectrum van de boog, en wel is gebleken, dat zoowel het rotatiespectrum als het vibratiespectrum van de moleculen in de zuil van de boog den onderzoeker voldoende gegevens verschaffen voor de berekening der temperatuur.

Een andere werkwijze volgt Suits [5]). De snelheid van het geluid in een gas is evenredig met de absolute temperatuur T van het gas. Neemt men aan, dat deze wet ook voor de heete booggassen geldig blijft, dan is het mogelijk de temperatuur van de boog te berekenen uit de voortplantingssnelheid van een geluidsgolf in de boog. Het geluid manifesteert zich in de boog door een verhoogde straling ter plaatse van de drukgolf (zie *fig. 10)*. Dit kan op een sneldraaiende film worden opgenomen.

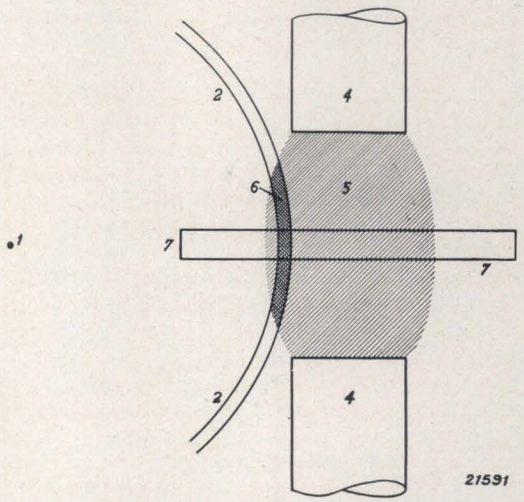


Fig. 10. Schema van de methode van Suits voor het meten van de temperatuur van een boog.
Een vonkontlading ter plaatse 1 geeft een knal, een drukgolf 2, van ca. 1 mm dikte. De beweging van de drukgolf 2 door de boog 5 tusschen de electroden 4 is zichtbaar door een verhoogde straling 6. Door een diaphragma wordt alleen het gedeelte 7 van het verschijnsel op een sneldraaiende film opgenomen. Uit de gemeten voortplantingssnelheid van de knal door de boog is de temperatuur van de boog te berekenen.

[4]) L. S. Ornstein en W. R. van Wijk, Temperaturbestimmung im elektrischen Bogen aus dem Bandenspektrum: Proc. kon. Akad. Wet. A'dam **33**, 44, 1930.
L. S. Ornstein en H. Brinkman, Temperature determination from bandspectra: Proc. kon. Akad. Wet. A'dam **34**, 33 en 498, 1931.

[5]) C. G. Suits, A study of arc temperatures by an optical method: Physics **6**, 315, 1935.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Verrassend zijn de hooge temperaturen, die de onderzoekers voor de electrische boog vonden. Zoo vond Suits, in het geval van een laschboog tusschen een bekleede laschstaaf met een diameter van 3/16″ als kathode en een ijzeren plaat als anode, stroomsterkte 125 A en een booglengte van 1 cm, een boogtemperatuur fluctueerend tusschen 4400 °K en 7000 °K en gemiddeld 6020 °K. Voor een laschboog tusschen een wolfraamkathode met een diameter van 3,2 mm en een ijzeren plaat, stroomsterkte 80 A, booglengte 0,5 cm, vond Suits een gemiddelde temperatuur van 6150 °K.

Aan deze proeven wordt nog de volgende conclusie vastgeknoopt. Zuurstof- en stikstofmoleculen kunnen uiteenvallen in atomen (dissociatie) en wel neemt de dissociatiekans toe met verhooging van de temperatuur. Bij kamertemperatuur liggen de evenwichten:

$$O_2 \rightleftarrows 2\,O \quad \text{en} \quad N_2 \rightleftarrows 2\,N$$

geheel aan de linkerkant.

Bij hooge temperaturen zijn bepaalde fracties van de zuurstof- en stikstofmoleculen gedissocieerd. Het gasmengsel bestaat dan uit moleculen O_2, moleculen N_2, atomen O en atomen N. De partiële druk van de atomaire zuurstof en stikstof als functie van de temperatuur is bekend.

Bij een temperatuur van 6000 °K is 80% van de atmosfeer atomaire zuurstof en stikstof.

Blanke laschstaven

Uit het bovenstaande volgt, dat men met blanke laschstaven feitelijk lascht in een atmosfeer van „atomaire lucht", veel atomaire stikstof bevattend. De aanwezigheid van atomaire N in de boog is door Séférian[6]) spectrografisch bevestigd. Verder toonde hij aan, dat stikstof in atomaire toestand gretig door het ijzer wordt opgenomen onder vorming van ijzernitride Fe_4N. Het kan dus geen verwondering wekken, dat het neergesmolten materiaal bij het lasschen met blanke laschstaven zeer rijk aan stikstof is en wel opklimmend van 0,15 à 0,16 % N bij een korte boog (2 mm), tot 0,19 à 0,20 % N bij een lange boog (6 à 8 mm; een langere boog geeft meer gelegenheid tot opname van stikstof)[7]). Portevin en Séférian maken van dit neergesmolten materiaal van blanke laschstaven zelfs gebruik voor de opstelling van een verbeterd phasediagram van het systeem ijzer-stikstof. Volgens dit diagram kan het ijzer bij een temperatuur van 590 °C zijn maximale hoeveelheid stikstof, n.l. 0,14% N, in oplossing bevatten. Bij kamertemperatuur is de oplosbaarheid echter aanzienlijk geringer en wel ongeveer 0,01 %.

Bevat het ijzer meer stikstof dan daarin oplosbaar is, dan kan deze meerdere stikstof zich afscheiden als ijzernitride Fe_4N, een hard bestanddeel met een zeer slechte invloed op de ductiliteit (vervormbaarheid) en taaiheid van het materiaal. Dit blijkt duidelijk uit de *fig. 11* en *12*, waarin de kerfslagarbeid (als maat voor de taaiheid) resp. de breukrek (als maat voor de ductiliteit) zijn uitgezet als functies van het stikstofgehalte. Daarentegen wordt de trekvastheid door stikstof verhoogd[8]).

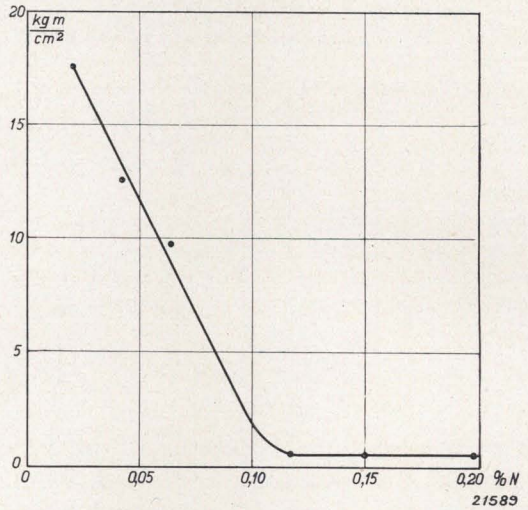


Fig. 11. Kerfslagarbeid van neergesmolten ijzer in afhankelijkheid van zijn stikstofgehalte. Het materiaal werd bij 900 °C gegloeid. De kerfslagarbeid is bepaald met proefstaafjes van het Mesnager-model. De getallen zijn ontleend aan het proefschrift van Séférian.

Het materiaal, dat men bij het lasschen met blank draad verkrijgt, kan derhalve het best omschreven worden met de woorden: hard en bros, terwijl meestal wordt gewenscht: hard (of minder hard) en taai. Bij de nadeelige invloed van de stikstof komt bij het lasschen met blank draad ook nog de slechte invloed van de zuurstof, indien deze in groote hoeveelheid in de lasch aanwezig is. Het is evenwel gebleken, dat de mechanische eigenschappen veel sterker worden be-

[6]) D. Séférian, Etude de la formation des nitrures de fer par fusion et du système fer-azote: Proefschrift, Parijs 1935.

[7]) Daarentegen geeft J. C. Hodge (The chemistry of low-carbon arc weld metals: J. Amer. Welding Soc. **11**, 36, Oct. 1932) lagere getallen, bijv. 0,08, 0,11 en 0,12[5] % N.

[8]) Het is zeer moeilijk gebleken de invloed van stikstof en zuurstof afzonderlijk na te gaan. Vandaar, dat sommige onderzoekers er de voorkeur aan geven de eigenschappen als functies van het totaalgehalte aan $O_2 + N_2$ uit te zetten. Zoo vindt E. Söhnchen (Gase in Lichtbogenschweissung von Stahl: Arcos **13**, 1440, 1936), dat de trekvastheid afneemt bij toenemend gehalte aan zuurstof plus stikstof.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

invloed door stikstof dan door zuurstof. Terwijl 0,25% O en meer in de lasch nog toelaatbaar kan zijn, is naar fig. 11 bij ca. 0,06% N de kerfslag-

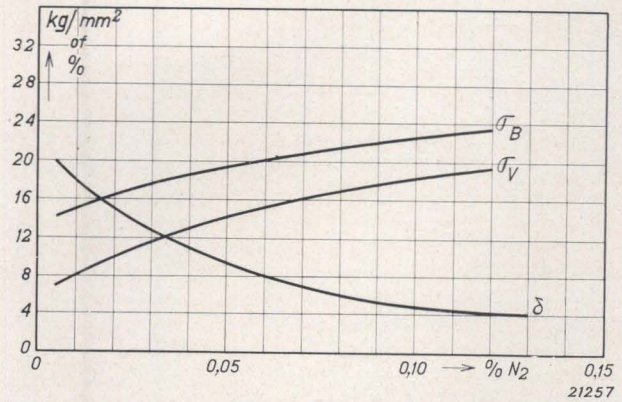


Fig. 12. Trekvastheid (δ_B) en vloeigrans (δ_V) in kg/mm² en breukrek (δ) in % in afhankelijkheid van het stikstofgehalte van genitreerd staaldraad (0,14 % C, 0,18 % Si en 0,45 % Mn) volgens Tschischewski (The occurence and influence of nitrogen in steel, J. Iron and Steel Inst. **92**, 47, 1915).

vastheid ongeveer de helft van die bij ca. 0,02% N.

De gassen, maar nu speciaal zuurstof, hebben ook nog een belangrijke invloed op de dichtheid van de lasch. De praktijk leert, dat het neergesmolten materiaal van de blanke laschstaaf poreus is door slakinsluitsels en gasholten. De slakinsluitsels bestaan voornamelijk uit ijzer- en mangaanoxyden, de gasholten bevatten koolmonoxyde, dat ontstaat door reductie van ijzeroxyde door koolstof.

Om goede mechanische eigenschappen van de lasch te verkrijgen, moet worden verhinderd, dat bij het lasschen het materiaal door de lucht wordt aangetast. Dit bereikt men door de laschstaven te bekleeden.

Bekleede laschstaven

Het bekleeden geschiedt door de staven te doopen in een dunne pap van gemalen mineralen eventueel vermengd met organische stoffen, te drogen en deze bewerkingen te herhalen, totdat de juiste bekleedingsdikte is bereikt. Ook is het mogelijk, de bekleeding in één keer om de draad te persen.

Uit röntgen-cinematografische opnamen [9]) is gebleken, dat het materiaal van de laschstaaf in druppels naar het werkstuk overgaat. Dit geldt zoowel voor de blanke als voor de bekleede laschstaaf. Bij de laatste bleek hierbij verder, dat de vorming van de druppels geheel of grootendeels binnen de bekleeding plaats vindt en dat de overgaande druppels met slak (gesmolten bekleeding) zijn bedekt *(fig. 13)*. Het druppelkarakter van de materiaalovergang komt zeer duidelijk te voorschijn door met de laschstaaf snel over een plaat

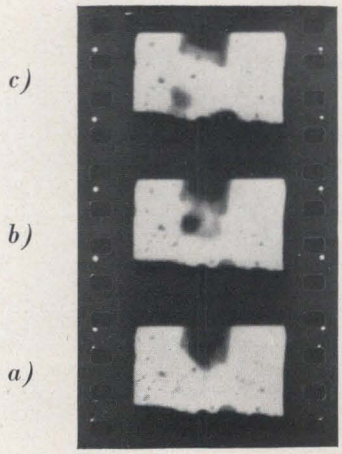


Fig. 13. Röntgencinematografische opname met vijftig beelden per sec van de overgang van een druppel bij het lasschen:
a) druppel is bij het ontstaan geheel met slak bedekt;
b) de overgaande druppel is geheel door slak omgeven;
c) de bekleeding vormt een kelk.

te trekken. De druppeltjes komen dan gescheiden van elkaar op de plaat te liggen *(fig. 14)*. Ieder druppeltje blijkt hierbij te zijn voorzien van een

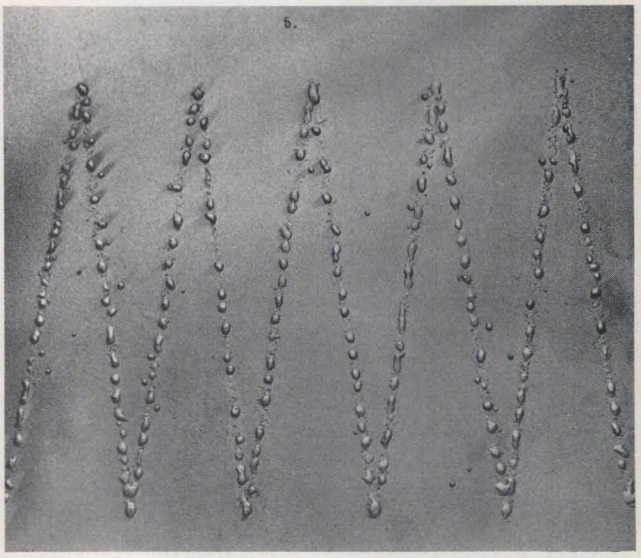


Fig. 14. Druppels op ijzerplaat (4 maal verkleind) verkregen door een snelle relatieve beweging tusschen laschstaaf en plaat. Automatisch gelascht met PH-50. Na het lasschen is de slak verwijderd en werd de plaat met de zandstraal schoongemaakt.

laagje slak. Metaal en slak gaan derhalve gelijktijdig over, waarbij de slak de metaaldruppel geheel omhult en op deze wijze de toetreding van de gassen uit de atmosfeer bemoeilijkt.

Het is verder wenschelijk, dat ook reeds bij het vormen van de druppel aan het uiteinde van

[9]) J. Sack: The Iron and Steel Institute. Symposium on the welding of Iron and Steel **2**, 553, London 1935.
J. Sack: How does a welding electrode fuse? Philips techn. Rev. **1**, 26, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

de staaf deze metaaldruppel geheel is bedekt met slak en daardoor afgesloten van de lucht. Dat dit werkelijk met de Philips laschstaven het geval is, toont *fig. 15*, welke vorm en toestand van

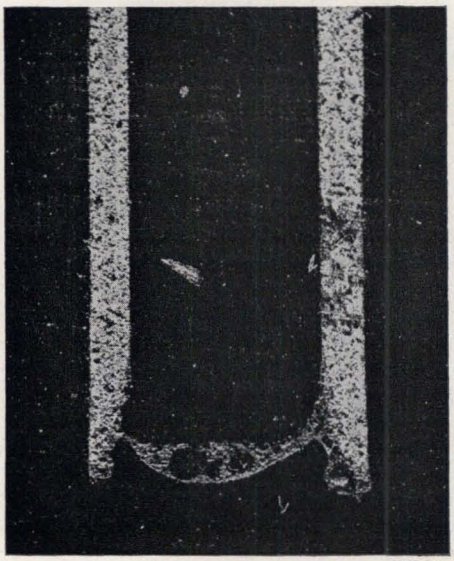


Fig. 15. Overlangsche doorsnede van de bekleeding, nadat de ijzeren kern verwijderd is (5 maal vergroot). Toestand na verbreken van de stroom tijdens het lasschen. Een dikke laag slak dekt de zich vormende vloeibare druppel af en verhindert de besmetting van het vloeibare metaal door stikstof of zuurstof uit de lucht.

de bekleeding toont na het verbreken van de stroom bij het lasschen. Een laag slak sluit de zich vormende druppel van de buitengassen af.

Behalve door een mechanische beschutting door slak wordt het gesmolten metaal ook door een mantel van gas beschermd. Dit beschermende gas, dat de schadelijke gassen verdringt, ontstaat door verdamping van slak en door ontleding van sommige bestanddeelen van de bekleeding. In *fig. 16* is het laschproces schematisch aangegeven. Geheel omgeven door slak gaan de druppels van de laschstaaf over naar de poel in het werkstuk. Het soortelijk gewicht van slak is ongeveer de helft van dat van het ijzer, zoodat in de poel de slak gemakkelijk naar boven komt drijven en het vloeibare metaal afdekt.

In fig. 16 is te zien, dat er een principieele overeenstemming bestaat tusschen het gebeuren bij het lasschen en de wijze, waarop staal bereid wordt.

De smeltende bekleede laschstaaf en de poel zijn in wezen miniatuur lichtboogoventjes.

Het laschproces als een wijze van „staalbereiding"

In de staaloven, bijv. een Siemens-Martinoven of een Thomas-peer, is het gesmolten metaal bedekt met een laag slak, welke niet alleen dient om het gesmolten metaal tegen oxydatie door de lucht te beschermen, maar tevens allerlei andere functies vervult, bijv. zuiveren en legeeren.

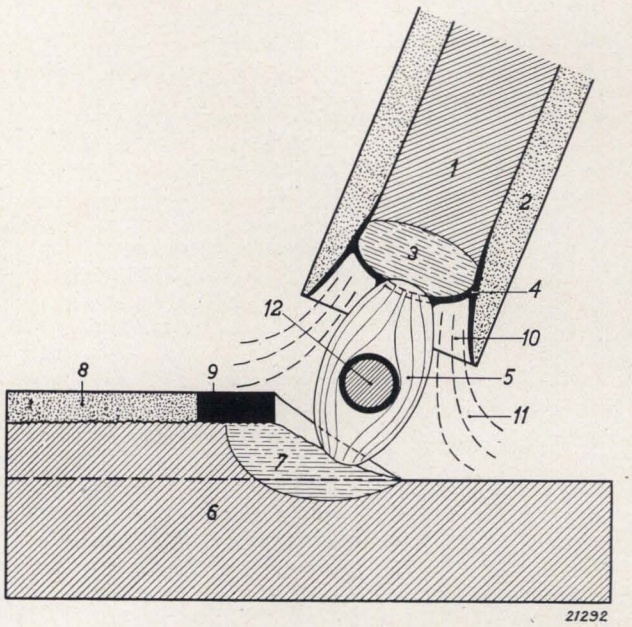


Fig. 16. Schema van het laschproces (langsdoorsnede).
1: kern van de laschstaaf
2: bekleeding van de laschstaaf
3: vloeibare metaaldruppel (te vergelijken met het smeltbad bij de staalbereiding)
4: vloeibare slak (dekt het smeltbad 3 af)
5: electrische boog
6: werkstuk, waarop gelascht wordt
7: plas gesmolten metaal onder de boog, de z.g. poel
8: gestolde slak, welke het neergesmolten metaal afdekt
9: vloeibare slak
10: kelk (oefent een zeer gunstige invloed uit op de stabiliteit van de boog)
11: beschermend gas
12: overgaande druppel door slak omhuld.

Bij het lasschen moet de slak eveneens dergelijke „metallurgische diensten" verrichten om te kunnen voldoen aan de verschillende eischen, die men aan de lasch wil stellen. Terwijl echter in een electro-oven de tijd, dat de slak met het vloeibare metaal in contact is, voor legeeren bijv. ruim 1 uur bedraagt, moeten bij het lasschen alle metallurgische reacties in één of enkele seconden afgeloopen zijn. Dat dit mogelijk is, heeft twee oorzaken:

1) Bij het lasschen zijn de temperaturen veel hooger dan bij het smelten. De snelheid, waarmede slak en metaal met elkaar reageeren, hangt in sterke mate van de temperatuur af en is bij het lasschen aanzienlijk grooter dan bij het smelten.
2) De verhouding van de grootte van het contactoppervlak van de slak en de hoeveelheid gesmolten metaal is bij het electrisch lasschen bijv. honderdmaal grooter, dus gunstiger dan bij het smelten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Diverse functies van de bekleeding

De bekleeding kan nog meerdere andere functies hebben dan de bovengenoemde.

a) Zij vermindert de oxydatie, de z.g. afbrand, van de elementen, die zich in de laschdraad bevinden, als C, Mn en Si.
Bij blank draad bedraagt de afbrand [10]) van
koolstof 40 tot 60 %
mangaan 50 tot 85 %
silicium 100 %.
Bij bekleede laschstaven is de afbrand afhankelijk van de aard en dikte van de bekleeding. Indien men wenscht, kan de afbrand van een element gecompenseerd worden door dit element aan de bekleeding toe te voegen. Zoo is bij de Philips 50 (een dik bekleede laschstaaf voor het lasschen van vloeistaal) de „afbrand" van
koolstof 0 %
mangaan 0 %,
terwijl het gehalte aan Si van het neergesmolten materiaal hooger is dan van de draad.

b) De stoffen in de bekleeding, speciaal die met een lage uittree-potentiaal, maken, dat ook met wisselstroom gelascht kan worden, hetgeen met blanke staven niet mogelijk is. Een zeer dunne bekleeding is hiervoor reeds voldoende.

c) Aan het uiteinde van de laschstaaf vormt de bekleeding een kelk, die de boog richt (fig. 13c). Hierdoor wordt het waaien van de boog door de z.g. magnetische wind verminderd. Bij het lasschen met blanke en dun bekleede laschstaven heeft men van dit verschijnsel vaak veel last. Overigens hangt het waaien van de boog nog af van verschillende factoren, zooals bijv. sterkte en aard van de stroom [11]).

d) Het gesloten slakkendek op de laschrups zorgt voor een geleidelijker afkoeling van het gedeponeerde materiaal.

[10]) G. M. Tichodeev: Physical-chemical phenomena of the transfer of metal during welding, J. Amer. Welding Soc. **15**, 26, Mrt. 1936.

[11]) K. T. H. Dag Du Rietz: Blaswirkungen bei der Lichtbogenschweissung, Elektroschweissung **7**, 101, 1936.

Philips laschstaven

De laschstaven worden geleverd in diverse soorten en dikten. Voor het lasschen van vloeiijzer en vloeistaal dienen de laschstaven PH-38, -40, -46 en -50. Iedere soort heeft zijn eigen gebied van toepassing:

PH-38 voor eenvoudige constructies uit St 37 en St 42 en voor oplaschwerk. Tevens voor het koud en warm lasschen van gietijzer, indien de lasch niet bewerkt behoeft te worden.

PH-40 voor constructies uit St 37 en St 42. Voor stompe lasschen bij plaatwerk.

PH-46 voor constructies, waarbij een dichte, fraaie en gladde lasch vereischt wordt. Voor dun plaatwerk, stalen ramen, enz.

PH-50 voor constructies, die statisch en dynamisch belast worden, zooals bruggen, locomotieven, spoorwegrijtuigen en schepen. Tevens voor St 52 en reparaties van gietijzer en smeedbaar gietijzer. Het neergesmolten materiaal is goed smeedbaar en heeft de volgende mechanische eigenschappen:

trekvastheid	46—52 kg/mm²
vloeigrens	37—40 kg/mm²
breukrek (l = 5 d) . . .	27—31 %
kerfslagarbeid (breuk van 7 maal 10 mm²)	9—12 kg/mm²
vermoeiingsbuigvastheid .	22—24 kg/mm²

Voor het oplasschen van materiaal met groote weerstand tegen slijtage dienen de laschstaven PH-200, -250 en -600. De getallen zijn bij benadering gelijk aan de Brinellhardheid van de opgelaschte laag.

Voor het lasschen van aluminium, brons en gietijzer (koud lasschen met bewerkbare overgangszone) dienen de laschstaven PH-AL, -BR en -GM.

Voor het lasschen van roestvrij staal dienen de PH-RS (speciaal geschikt voor hoeklasschen) en de PH-RSB (speciaal geschikt voor stompe lasschen).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

DE OORZAKEN VAN HET RUISCHEN IN VERSTERKERS

door M. ZIEGLER.

Samenvatting. Twee oorzaken voor het ruischen in versterkers worden nader beschouwd: de corpusculaire bouw der electriciteit en de thermische beweging van de electrische ladingen in geleiders. Deze beide verschijnselen veroorzaken in een electrisch netwerk spannings- en stroomfluctuaties, die gelijkmatig verspreid zijn over het geheele frequentiegebied. Door de waargenomen fluctuaties te vergelijken met de uitkomst van theoretische beschouwingen is het mogelijk, de elementaire lading e en de constante k van Boltzmann te bepalen.

Inleiding

Toen door de ontwikkeling van de radiotechniek in het bijzonder van de versterkerbuizen de mogelijkheid was ontstaan om electrische spanningen practisch willekeurig veel te versterken, deed men al spoedig de ervaring op, dat de mogelijkheid om zeer zwakke signalen door versterking waarneembaar te maken niet alleen werd beperkt door de aanwezigheid van storingen, hetzij van atmosferische, hetzij van industriëele aard. Het niveau van die storingen immers kan onder gunstige omstandigheden verwaarloosbaar laag gemaakt worden, doch men blijft ook dan steeds een onafgebroken geruisch waarnemen, waarboven zeer zwakke signalen niet meer te onderscheiden zijn.

Ook door de zorgvuldigste keuze der gebruikte onderdeelen en de zorgvuldigste montage, het elimineeren van alle fluctuaties van mechanische oorsprong, waartoe wij kunnen rekenen microfonisch effect en stroomfluctuaties door slecht contact, gelukt het niet het niveau van de fluctuaties onder een bepaalde grens te brengen.

Het verschijnsel is dan ook van zeer principieele aard. Het is een uiting van de spontane, onregelmatige beweging en van de corpusculaire bouw der electriciteit.

Spontane beweging

Overal waar, onder invloed van een electromotorische kracht, een electrische stroom kan vloeien, is de electriciteit steeds spontaan in beweging, ook bij afwezigheid van zulk een EMK, omdat de electronen, die de geleiding mogelijk maken, deelnemen aan de warmtebeweging der atomen, m.a.w. een eigen thermische snelheid bezitten (deze eigen snelheid stelt ze bijv. in staat om uit een verhitte gloeidraad te treden). De thermische electronenbewegingen zijn als die van de moleculen van een gas volkomen onregelmatig, met het gevolg, dat er gemiddeld over korte tijden een overschot van electronenbeweging zal bestaan in de ééne richting of in de andere: men spreekt van de „thermische" stroom- of spanningsfluctuaties.

Wanneer onder invloed van bijv. een sinusvormige EMK een regelmatige wisselende zwermbeweging van electriciteitsdeeltjes gesuperponeerd wordt op genoemde onvermijdbare ongeordende beweging, dan zal men die regelmatige beweging slechts kunnen onderscheiden, ongeacht de toegepaste versterking, indien zij voldoende groot is in vergelijking met de onregelmatige beweging.

Wij zullen zien, dat de intensiteit der thermische fluctuaties samenhangt met de thermische energie kT, waarin $k = 1{,}37 \cdot 10^{-23}$ joule/graad de zg. constante van Boltzmann is en T de absolute temperatuur [1]), en onafhankelijk is van de grootte der elementaire lading, dwz. ze zou even groot zijn, indien deze lading oneindig klein was.

Corpusculaire bouw

Het is bekend, dat de electriciteitsdeeltjes een eindige lading hebben, welke $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ coulomb bedraagt. Wanneer in een vacuumbuis, hetzij door foto-emissie, hetzij door thermische emissie electronen onafhankelijk van elkaar uit een electrode treden en onafhankelijk van elkaar naar een andere electrode overgaan, dan is zelfs bij een groote stroom door de buis het aantal electronen, dat in een tijdsinterval van bepaalde duur overgaat, eindig; dit aantal is echter niet steeds nauwkeurig hetzelfde, maar vertoont toevalsfluctuaties om de gemiddelde waarde. De daarmee samenhangende stroomfluctuaties worden beheerscht door de grootte der elementaire lading e. Het verschijnsel wordt hageleffect genoemd, wegens zijn analogie met het vallen van hagelkorrels.

[1]) Ter verduidelijking van de beteekenis van k zij er aan herinnerd, dat de gemiddelde kinetische energie van een vrij deeltje, dat aan de warmtebeweging deelneemt, $^3/_2\ kT$ bedraagt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

Fluctuaties van het aantal onafhankelijke gebeurtenissen

De theoretische behandeling van het hageleffect is niets dan een bijzonder geval van het uit de waarschijnlijkheidsrekening welbekende probleem van de fluctuaties van het aantal onafhankelijke gebeurtenissen. Ook bij de berekening der thermische fluctuaties der electriciteit kan men, zooals wij zullen zien, van de uitkomst ervan gebruik maken. Dit waarschijnlijkheidsprobleem is het volgende: stel men beschouwt een reeks gebeurtenissen, die onafhankelijk van elkaar optreden: bijv. het voorbijrijden van voertuigen in een steeds even drukke straat, de geboorten over de geheele wereld, vallende hagelkorrels enz. en men telt het aantal gebeurtenissen telkens gedurende even lange, op elkaar volgende tijdsintervallen. Dit aantal n zal in het algemeen voor alle intervallen verschillend zijn. Wij beperken ons tot die gevallen, waarbij het gemiddelde van n over een groot aantal waarnemingen genomen, welk gemiddelde wij $\bar{n}$ noemen, niet meer verandert, wanneer het aantal waarnemingen nog grooter genomen wordt. De reeks der verschillen $(n - \bar{n})$ zegt ons iets over de fluctuaties in de tijd van het aantal gebeurtenissen; de getelde aantallen zullen zoowel grooter als kleiner dan $\bar{n}$ kunnen zijn, gemiddeld zal, overeenkomstig de definitie van $\bar{n}$, de afwijking $(n - \bar{n})$ van het gemiddelde natuurlijk 0 zijn. Men kan echter vragen naar het gemiddelde kwadraat van $(n - \bar{n})$, hetwelk altijd positief is. De waarschijnlijkheidsrekening leert, dat indien de n gebeurtenissen onafhankelijk van elkaar zijn, het gemiddelde kwadraat van de afwijking juist gelijk is aan het gemiddelde aantal van gebeurtenissen. Men heeft dus de belangrijke formule:

$$\overline{(n - \bar{n})^2} = \bar{n} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Naarmate men de beschouwde tijdsintervallen langer kiest worden n en $\bar{n}$ grooter en dus ook het gemiddelde kwadraat van de fluctuaties. Relatief genomen worden de fluctuaties echter steeds kleiner, daar men verg. (1) ook kan schrijven:

$$\overline{\left(\frac{n - \bar{n}}{\bar{n}}\right)^2} = \frac{1}{\bar{n}} .$$

Indien wij onder n verstaan het aantal van electronen, dat in een vacuumbuis in een bepaald tijdsinterval τ van een electrode naar de andere overgaat, dan geeft ons formule (1) een beeld van de fluctuaties in de stroomsterkte.

Als voorbeeld beschouwen wij de stroom in de fotocel bij een reeds eerder in dit tijdschrift [2]) beschreven televisie-installatie. Indien wij ons interesseeren voor de toevallige variaties in de helderheid van een beeldpunt, dan is τ de tijd van aftasten voor een beeldpunt, die in deze installatie $2 \cdot 10^{-7}$ sec bedraagt. De stroomsterkte in de donkere gedeelten van het beeld is ongeveer 10^{-8} A $= 6 \cdot 10^{10}$ electronen per sec, zoodat per beeldelement 10 000 electronen uittreden. Het gemiddelde kwadraat van de relatieve fluctuaties der intensiteit bedraagt dus 10^{-4}. De hieruit volgende gemiddelde fout in de helderheid van een beeldpunt is gegeven door de wortel uit de kwadratische fluctuaties en zal dus ongeveer 1 % bedragen.

Toepassing op het hageleffect

Zooals het bovenstaande voorbeeld aantoont, is verg. (1) zonder meer toepasselijk op de fluctuaties, die optreden in een vacuum buis, waar de kans voor het overgaan van een electron van een electrode naar een andere, onafhankelijk is van het momenteele gedrag der andere electronen. Dit is bijv. het geval in een verzadigde diode (zie fig. 3).

Evenals in het zoo juist besproken voorbeeld is n het aantal electronen, dat in een bepaald tijdsinterval τ van de kathode naar de anode overgaat. De stroomsterkte in dat tijdsinterval is gemiddeld

$$I_\tau = \frac{n\,e}{\tau} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Nu kan verg. (1) geschreven worden in de vorm:

$$\overline{\left(\frac{n\,e}{\tau} - \frac{\bar{n}\,e}{\tau}\right)^2} = \bar{n}\left(\frac{e}{\tau}\right)^2,$$

waaruit met behulp van (2) volgt:

$$\overline{(I_\tau - \bar{I})^2} = \frac{e}{\tau} \cdot \bar{I} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Hierbij is $\bar{I} = \bar{n}\,e/\tau$ de gemiddelde waarde van de stroom genomen over een zeer lange tijd.

Wij zien aan deze formule, dat de aldus gedefinieerde gemiddelde kwadratische afwijking van de stroom bepaald wordt door de lading e van het electron, en verder evenredig is met de gemiddelde stroom en omgekeerd evenredig met de tijd τ van de waarneming.

Indien wij de tijd τ oneindig klein zouden laten worden, dan zou $\overline{(I_\tau - \bar{I})^2}$ volgens (3) oneindig groot moeten worden. Dat dit in werkelijkheid niet het geval is, hangt daarmee samen, dat de stroomimpulsen bij elke overgang niet oneindig kort zijn, hetgeen wij tot nu toe stilzwijgend hebben aangenomen.

Spectrale beschouwing van het hageleffect

In verg. (3) is de theorie van het hageleffect neergelegd, doch de vorm van deze vergelijking is nog niet zoodanig, dat men er zonder meer uit af

[2]) H. Rinia en C. Dorsman, Philips techn. T. **2**, 72, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

kan lezen, hoe het hageleffect in de practijk tot uiting zal komen. Het ligt echter voor de hand om de onregelmatige stroomschommelingen, die tengevolge van het hageleffect op de gemiddelde stroom zijn gesuperponeerd, samengesteld te beschouwen uit componenten van allerlei frequenties. In werkelijkheid heeft men natuurlijk niet met al die frequenties tegelijk te maken, maar met die welke liggen in een eindig frequentiegebied.

Het is gemakkelijk in te zien, dat de evenredigheid van de fluctuaties met $\overline{I}$ in verg. (3) uitgedrukt, ook geldt voor de fluctuaties begrepen in een willekeurig frequentiegebied. Er is geen onderscheid in de natuur van de stroom I van één verzadigde diode en van een even groote stroom, afkomstig van n verzadigde dioden, die parallel geschakeld zijn en ieder de stroom $I_l = I/n$ doorlaten (waarbij de index l een willekeurig exemplaar van de n dioden aanduidt), want beide stroomen zijn op precies dezelfde wijze uit electronen-overgangen opgebouwd. Evenmin kan men een onderscheid maken tusschen die n parallel geschakelde dioden onderling. Stellen wij de fluctuaties, begrepen in een zeker frequentiegebied voor door de letter i, dan geldt

$$i = \sum_{k=1}^{n} i_k, \text{ zoodat } \overline{i^2} = \overline{(\Sigma\, i_k)^2}.$$

Daar nu tusschen de verschillende stroomen geen correlatie bestaat, is

$$\overline{i_1\, i_2} = \overline{i_1\, i_3} = \ldots = 0,$$

zoodat

$$\overline{i^2} = \sum_{k=1}^{n} \overline{i_k^2} = n\, \overline{i_l^2}.$$

Daaruit volgt direct de gezochte evenredigheid:

$$\frac{\overline{i^2}}{\overline{i_l^2}} = n = \frac{\overline{I}}{\overline{I_l}}.$$

Hoe is nu de spectrale verdeeling der componenten waarin men de fluctuaties kan ontbinden? Daar de fluctuaties geheel door het toeval worden beheerscht, is de kans voor snelle schommelingen even groot als die voor langzame, zoodat te verwachten is, dat alle frequenties even sterk vertegenwoordigd zullen zijn. Inderdaad kan men berekenen, dat de bijdrage tot de gemiddelde kwadratische fluctuaties, die afkomstig is van de componenten begrepen in het frequentie-interval tusschen ν en $\nu + \Delta\nu$, welke bijdrage wij zullen voorstellen door $\Delta\, \overline{(I - \overline{I})^2}$, onafhankelijk is van ν, en evenredig is met de breedte van het frequentie-interval en met de gemiddelde stroom:

$$\Delta\, \overline{(I - \overline{I})^2} = 2\, e\, \overline{I}\, \Delta\nu \quad \ldots \quad (4)$$

Bij de afleiding van dit resultaat is verondersteld, dat de tijdsduur van de overgang van een electron kort is vergeleken met de trillingstijd bij de frequentie ν. Wanneer aan deze voorwaarde niet meer voldaan is, zijn de fluctuaties kleiner. Inplaats van (3) krijgt men dan:

$$d\, \overline{(I - \overline{I})^2} = 2\, e\, \overline{I}\, f(\nu)\, d\nu,$$

waarin $f(\nu)$ een functie is, die bij een diode van de gebruikelijke afmetingen tot ongeveer 10^8 per/sec constant gelijk 1 is en dan geleidelijk naar 0 gaat, zoodat $\overline{(I - \overline{I})^2}$ altijd eindig blijft. Bij de meeste in de radio gebruikelijke frequenties heeft men nog te maken met formule (4).

Het tot nu toe besprokene heeft betrekking op het geval van de verzadigde diode. Indien de electronenstroom in een vacuumbuis niet verzadigd is, dwz. indien de stroomsterkte bepaald wordt door de ruimtelading (dus door de wederzijdsche afstooting van de electronen), dan wordt het hageleffect belangrijk kleiner. In dit geval zijn de overgangen van de electronen namelijk niet meer onafhankelijk van elkaar. Een toevallig overschot aan uittredende electronen wordt door de ruimtelading naar de kathode gereflecteerd, zoodat het aantal overgaande electronen veel minder schommelingen vertoont. Door deze gelukkige omstandigheid zijn de fluctuaties van de stroom in radiolampen, waar steeds rondom de kathode een belangrijke ruimtelading aanwezig is, belangrijk minder dan uit form. (4) volgt. Het is echter niet mogelijk deze willekeurig klein te maken; er zullen in electronenbuizen steeds fluctuaties overblijven, die blijken samen te hangen met de snelheidsverdeeling der geëmitteerde electronen.

Theorie van de thermische fluctuaties

Wij hebben in de inleiding gezien, dat de thermische fluctuaties der electriciteit hun oorsprong vinden in de chaotische beweging van electronen tusschen de atomen; het is dus te verwachten, dat als bron van deze fluctuaties die elementen van een electrisch systeem zullen optreden, waarin electronen en atomen onderling energie kunnen uitwisselen, dus electrische weerstanden.

De uitwerking van deze fluctuaties naar buiten kan men beschouwen veroorzaakt te zijn door een electromotorische kracht V in serie met elke weerstand. Het is gemakkelijk in te zien, *dat deze EMK onafhankelijk is van de aard van de weerstand.* Beschouw een weerstand R verbonden aan een willekeurig systeem Z (*fig. 1*), het geheel in temperatuurevenwicht op temperatuur T. De EMK der thermische fluctuatie, die wij in serie met R

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

veronderstellen, doet een zekere stroom door de keten vloeien, waardoor een bepaalde energie in Z wordt gedissipeerd. Volgens het principe van gedetailleerd

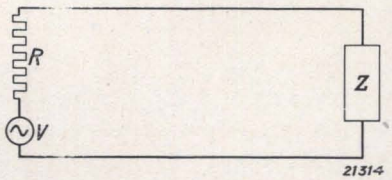


Fig. 1. De fluctuaties van spanning en stroom die in een electrisch netwerk optreden tengevolge van de warmtebeweging der electriciteit in een weerstand R, kan men beschouwen veroorzaakt te zijn door een wisselspanning V in serie met de weerstand. V is onafhankelijk van de impedantie Z, waarmee de uiteinden van R zijn verbonden, en evenredig met R en met de temperatuur.

evenwicht moet tengevolge van fluctuaties van Z afkomstig, een even groote energie aan R geleverd worden. Deze laatste energie nu zal niet veranderen, indien wij voor R achtereenvolgens weerstanden van verschillende aard kiezen; omgekeerd moeten dus deze weerstanden alle tot even groote fluctuaties aanleiding geven.

Men kan verder gemakkelijk afleiden, dat het gemiddelde kwadraat van de wisselende spanning, die aan de uiteinden van een weerstand wordt opgewekt, evenredig is met R. Veronderstelt men immers een weerstand R in een of andere schakeling verdeeld in n gelijke in serie geschakelde stukken R_l, dan bevindt zich elke weerstand R_l in dezelfde omstandigheden, de fluctuatie EMK's V_l, die men in serie met elke R_l kan denken, moeten dus even groot zijn; samen moeten ze gelijk zijn aan de wisselspanning V van de totale weerstand. Daar de spanningen V_l geheel onafhankelijk zijn van elkaar en dus $\overline{V_1 V_2} = 0$, $\overline{V_1 V_3} = 0$ enz., is het gemiddelde kwadraat $\overline{V^2}$ van de som gelijk aan de som der gemiddelde kwadraten $\overline{V_1^2} + \overline{V_2^2} + \ldots$, zoodat

$$n\,\overline{V_l^2} = \overline{V^2}$$

en dus

$$\frac{\overline{V_l^2}}{\overline{V^2}} = \frac{1}{n} = \frac{R_l}{R}.$$

Tenslotte zouden wij nog willen weten, hoe de wisselende spanningen verdeeld zijn over de verschillende frequenties en hoe hun sterkte afhangt van de temperatuur. Het ligt voor de hand, dat de spectrale verdeeling dezelfde zal zijn als die van het hageleffect en dat de sterkte van de fluctuaties gegeven zal zijn door de thermische energie kT. Het resultaat van nadere berekeningen is, dat onafhankelijk van de impedantie, waaraan de weerstand is verbonden:

$$\Delta\,\overline{V^2} = 4\,kT\,R\,\Delta\,\nu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Gebruik makende van het feit, dat de aan een weerstand door thermische oorzaak opgewekte spanningen onafhankelijk zijn van de aard van de weerstand, willen wij de bovenstaande formule afleiden met behulp van een bijzonder eenvoudig model. Wij beschouwen als weerstand een nog nader te beschrijven vacuumbuis, en kunnen door dit gedachtenexperiment een verband leggen tusschen de thermische fluctuaties en het hageleffect. Aangezien we hierboven de theorie van het hageleffect reeds hebben beschouwd, kunnen wij de daar verkregen resultaten overbrengen op het behandelen der thermische fluctuaties.

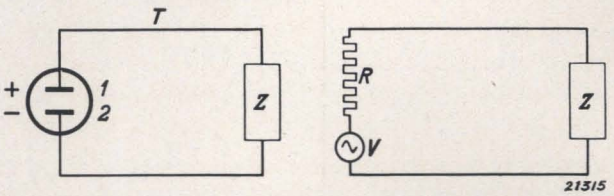


Fig. 2. Een vacuumbuis, waarvan beide platen dezelfde temperatuur T hebben (links), stelt een bijzonder eenvoudig model voor van een ohmsche weerstand (rechts). Uit dit model blijkt, dat de thermische fluctuaties kunnen optreden in de vorm van het hageleffect in een diode.

Beschouw bijv. een vacuumbuis (*fig. 2*) met twee gelijke plaatvormige electroden *1* en *2* van hetzelfde metaal, die op een temperatuur T wordt gehouden, voldoende hoog om in de electroden een merkbare emissie van electronen te veroorzaken. Deze buis gedraagt zich als een weerstand: immers, verbindt men de electroden met de klemmen van een EMK V, dan zal een zeer bepaalde stroom I door de buis vloeien; per definitie is de weerstand van de buis $R = dV/dI$. Hoe groot is nu dV/dI? Uit elke electrode treden electronen met verschillende snelheden: zooals bekend hebben zij de Maxwellsche snelheidsverdeeling behoorende bij de temperatuur T. De (tijdelijke) aanwezigheid van electronen tusschen de electroden schept daar een ruimtelading, die een potentiaalminimum met zich meebrengt. Wij zullen eenvoudigheidshalve veronderstellen, dat stroomdichtheid en afstand der electroden zoo klein zijn, dat de diepte van het potentiaalminimum, dat ontstaat, klein genoeg is in vergelijking met de gemiddelde uittreesnelheid der electronen, dat wij de invloed ervan kunnen verwaarloozen. In dat geval hangen de gemiddelde stroomen $\overline{I_1}$ en $\overline{I_2}$ in elke richting alleen af van de emissie uit elke electrode resp. $\overline{I_{01}}$ en $\overline{I_{02}}$ en van het potentiaalverschil $\overline{V_a}$ tusschen de twee platen. Zijn de electroden uitwendig kortgesloten, dan is het potentiaalverschil nul, alle uittredende electronen bereiken dan de tegenovergestelde plaat en daar de emissies gelijk zijn, is de gemiddelde stroom door de kring $\overline{I} = \overline{I_2} - \overline{I_1} = 0$. Maakt men door serieschakeling van een weerstandslooze batterij V_a de eene plaat, bijv. plaat *1*, positief t.o.v. de andere, dan zal het aantal electronen, dat per tijdseenheid gemiddeld van *2* naar *1* gaat, hetzelfde blijven, namelijk gelijk aan de emissie uit *2* ($\overline{I_2} = \overline{I_{02}}$); het aantal, dat van *1* naar *2* gaat, is gemiddeld kleiner, daar een deel van de electronen niet voldoende snelheid heeft om tegen het potentiaal verschil in te loopen: $\overline{I_1} < \overline{I_{01}}$. De wijze, waarop deze stroom afhangt van de tegenspanning, is gegeven door de bekende aanloopfunctie

$$\overline{I_1} = \overline{I_{01}}\,\varepsilon^{-eV/kT}.$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Voor de differentiaalweerstand R van de buis vinden wij dus

$$R = \frac{dV}{d\bar{I}} = \frac{dV}{d(\bar{I}_2 - \bar{I}_1)} = -\frac{dV}{d\bar{I}_1} = -\frac{1}{d\bar{I}_1/dV} = \frac{kT}{e\bar{I}_1}. \quad (6)$$

De electronen uit elke electrode treden onafhankelijk van elkaar uit; voor het geval dat de diode uitwendig kortgesloten is, gaan steeds alle electronen over en de fluctuaties van de stroom in elke richting laten zich met de formule (4) voor het hageleffect zonder meer uitrekenen.
Wij vinden dus

$$\Delta\,\overline{(I_1 - \bar{I}_1)^2} = 2\,e\,\bar{I}_1\,\Delta\,\nu.$$

De fluctuaties van I_1 en I_2 zijn ongecorreleerd; de gemiddelde kwadratische fluctuaties van de totale stroom zijn dus juist het dubbele

$$\Delta\,\overline{I^2} = 4\,e\,\bar{I}_1\,\Delta\,\nu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Uit (6) volgt nu, dat wij voor $e\bar{I}_1$ kunnen substitueeren $e\bar{I}_1 = kT/R$, zoodat (7) de vorm aanneemt

$$\Delta\,\overline{I^2} = \frac{4\,kT}{R}\,\Delta\,\nu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Om tot dezelfde stroomfluctuaties aanleiding te geven moet een EMK V in serie met de diode voldoen aan

$$\Delta\,\overline{V^2} = \frac{4\,kT}{R}\,\Delta\,\nu \cdot R^2 = 4\,kT\,R\,\Delta\,\nu \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Men kan bewijzen, dat verg. (5), ook geldt wanneer de beschouwde weerstand niet kortgesloten is, maar verbonden is aan een systeem met willekeurige impedantie.

Heeft men een willekeurig netwerk, waarin een aantal weerstanden voorkomen, dan kan men dus de tusschen twee willekeurige punten A en B van het netwerk optredende spanningsfluctuaties eenvoudig volgens de wetten van Kirchhoff berekenen, wanneer men in serie met elke weerstand een fluctuatie EMK aangebracht denkt, waarvan de waarde gegeven is door verg. (5).

Daar de verschillende EMK's geen correlatie vertoonen, is het gemiddelde kwadraat der totale spanning gelijk aan de som der gemiddelde kwadraten der bijdragen van elke weerstand.

Thermische spanningsfluctuaties zijn onvermijdelijk; hun evenredigheid met de temperatuur geeft evenwel een middel in de hand om ze bij gegeven schakeling zoo gering mogelijk te maken: namelijk afkoeling van de elementen, waarin ze hun oorsprong hebben.

Tenslotte dient nog opgemerkt te worden, dat evenals hageleffect niet tot oneindig groote stroomfluctuaties aanleiding kan geven, een physische weerstand ook niet een oneindig groote fluctuatie EMK kan hebben, hetgeen uit (5) zou volgen voor een oneindig breede frequentieband. Evenals in een verzadigde diode zullen in een physische weerstand eindige looptijden van electronen een rol spelen, zoodat bij zeer hooge frequenties (10^{14} per/sec) de opgewekte electriciteitsschommelingen met de frequentie zullen afnemen.

Orde van grootte van hageleffect en thermische fluctuatie

Wij merkten reeds op, dat de formule voor de thermische fluctuaties veel overeenkomst vertoont met die voor het hageleffect. De overeenkomst wordt nog grooter, wanneer men bij het hageleffect niet de fluctueerende stroom beschouwt, maar de spanning V, die deze stroom opwekt op een weerstand R; men heeft dan voor het hageleffect

$$\Delta\,\overline{V^2} = (2\,e\bar{V})\,R\,\Delta\,\nu,$$

en voor thermische fluctuaties

$$\Delta\,\overline{V^2} = (4\,kT)\,R\,\Delta\,\nu.$$

In het eerste geval treedt de potentieele energie $e\bar{V}$ per electron op, in het tweede de thermische energie per vrijheidsgraad. De getallenfactoren hebben dezelfde grootte, wanneer bijv. $T = 300$ °K (kamertemperatuur) en $\bar{V} = 0{,}05$ volt. Voor $R = 10^5$ ohm komt dit laatste neer op een stroom van slechts 0,5 μA. De gemiddelde kwadratische spanning voor een frequentieband $\Delta\,\nu$ van 10^4 per/sec is dan ruim 16 $(\mu V)^2$.

Experimenteele toetsing van de resultaten

De toetsing van de verg. (4) en (5) komt hierop neer, dat de fluctuaties versterkt worden en de versterkte stroom geleid wordt door een instrument, waarvan de uitslag U een maat is voor het gemiddelde kwadraat van de stroom, bijv. een combinatie van thermokoppel en galvanometer. Door vergelijken van de uitkomst met de theoretisch berekende waarde is dan de physische constante e of k te bepalen. In *fig. 3* en *4* zijn schematisch weergegeven

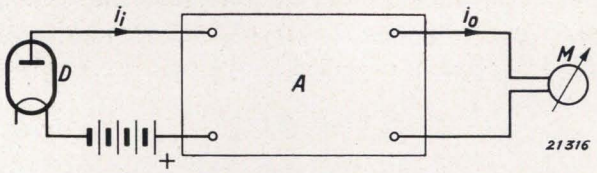


Fig. 3. Opstelling voor het bepalen van de lading van het electron. D verzadigde diode (de anodestroom wordt bepaald door de kathode-temperatuur). A versterker. M instrument voor het meten van het gemiddelde kwadraat van de versterkte stroom. Een sinusvormige ingangswisselstroom i_i van frequentie ν geeft aanleiding tot een sinusvormige uitgangswisselstroom i_o; de versterking γ_ν is i_o/i. γ_ν moet 0 zijn voor $\nu = 0$ daar de gelijkstroom van de diode niet versterkt mag worden. De uitslag U_0 van de amperemeter M, veroorzaakt door andere fluctuatiebronnen dan D, neemt men waar door de kathode van D koud te maken.

de opstellingen voor het meten van thermische fluctuaties resp. hageleffect. De versterking γ_ν, nader gedefinieerd in de figuren, mag een willekeurige functie zijn van de frequentie, doch moet, voor elke frequentie, onafhankelijk zijn van de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

amplitude. Het is toelaatbaar het superheterodyne principe een willekeurig aantal malen toe te passen, zoodat een signaal van frequentie ν aanleiding kan geven tot een stroom van frequentie $(\nu - p)$ aan de uitgang van de versterker.

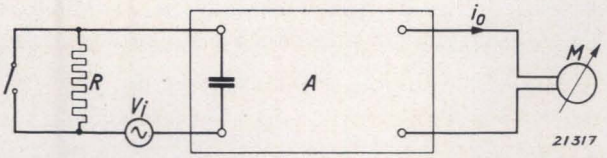


Fig. 4. Opstelling voor het bepalen van de constante k van Boltzmann. De weerstand R, die de bron is van de te meten thermische fluctuaties, is hier geshunt door de ingangscapaciteit van de versterker A. M is een meetinstrument voor het meten van de uitgangsstroom. Een sinusvormige ingangswisselspanning V_i van frequentie ν geeft aanleiding tot een sinusvormige uitgangswisselstroom i_o: de versterking γ_ν is i_o/V_i. De uitslag U_0 van het meetinstrument M, veroorzaakt door andere fluctuatiebronnen dan R, neemt men waar door R kort te sluiten, waarbij gecontroleerd moet worden, dat γ onveranderd blijft.

In de opstelling voor het meten van thermische fluctuaties (fig. 4) geeft een spanning V_i met een frequentie ν aanleiding tot een stroom i_o, zoodanig dat

$$i_o^2 = V_i^2 \gamma_\nu^2.$$

Indien we voor V_i de wisselspanning nemen, welke door de warmtebeweging in een frequentie-interval $\Delta\nu$ in de nabijheid van ν wordt opgewekt, dan is

$$\overline{V_i^2} = 4\,kT\,R\,\Delta\nu,$$

zoodat de bijdrage tot het gemiddelde kwadraat van de uitgangsstroom is:

$$\Delta\,\overline{I_{uitg}^2} = 4\,kT\,R\,\gamma_\nu^2\,\Delta\nu.$$

De totale bijdrage van de thermische fluctuaties verkrijgen wij door bovenstaande uitkomst over alle frequentie-intervallen $\Delta\nu$ te sommeeren. Dus:

$$\overline{I_{uitg}^2} = 4\,kT\,R\int_0^\infty \gamma_\nu^2\,d\nu.$$

Noemt men de bijdrage van alle mogelijke andere (geheel onafhankelijke) fluctuatiebronnen (bijv. andere weerstanden of lampen dan de beschouwde) U_0, dan is

$$U - U_0 = 4\,kT\,R\int_0^\infty \gamma_\nu^2\,d\nu.$$

Op volkomen analoge wijze vindt men bij de opstelling voor het hageleffect:

$$U - U_0 = 2\,e\,\bar{I}\int_0^\infty \gamma_\nu^2\,d\nu.$$

Voor een gegeven opstelling is de versterking γ_ν voor elke frequentie experimenteel gemakkelijk te bepalen; de integratie laat zich grafisch gemakkelijk uitvoeren.

Door verschillende onderzoekers werden de constanten e en k op een dergelijke manier bepaald. Ook in dit laboratorium werden voor eenige jaren nauwkeurige proeven gedaan. Het resultaat is steeds bevredigend, daar de afwijkingen binnen de meetnauwkeurigheid blijven, welke niet minder dan één procent behoeft te zijn. Hieruit blijkt, dat het mogelijk is in een diode, resp. een weerstand, alle bronnen van fluctuaties te vermijden, behalve die welke principieel noodzakelijk zijn.

Zooals wij in de inleiding vermeldden, behoeven dan ook, in het algemeen, fluctuaties van andere bron dan het hier besproken thermisch effect en hageleffect, geen rol te spelen. Met de besproken verschijnselen zal men echter steeds rekening moeten houden en de afgeleide formules vinden hun toepassing in alle takken van de radiotechniek.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

OPENBARE VERLICHTING. GRONDSLAGEN VOOR STRAATVERLICHTING

door G. B. v. d. WERFHORST.

In een vorig artikel [1]) hebben we opgemerkt, hoe de invloed, welke de totale buitenverlichting uitoefent op de openbare verlichting, voor de verhoudingen binnen de bebouwde kommen zoozeer verschilt van die buiten de bebouwde kommen dat het onderwerp over deze twee gebieden moest worden gesplitst. Terwijl in bedoeld artikel de „wegverlichting" buiten de bebouwde kom werd nagegaan, willen we thans de openbare verlichting, aangebracht binnen de bebouwde kom, bespreken en deze samenvatten onder de naam „straatverlichting", waaronder dus, behalve de verlichting van straten in engeren zin, tevens zal worden verstaan de verlichting van pleinen, boulevards, groote verkeersaders en dergelijke.

We nemen daartoe het geval van een groote stad; hoe de algemeene richtlijnen, die we zullen vinden, moeten worden toegepast op een kleinere stad, op het groote en het kleine dorp, kunnen we gevoeglijk aan den lezer overlaten.

De groote stad vertoont alle vormen van buitenverlichting: verlichting van de weg zelf en van zijn omgeving, seinverlichting, reclameverlichting en eigenverlichting, de beide eerste in het algemeen belang, de beide laatste in het eigen belang. Nu is de openbare verlichting eener groote stad ongetwijfeld aangebracht in het algemeen belang. Doch men kan hier niet zoo eenvoudig, als voor de verkeersweg buiten, vaststellen, wàt het algemeen belang is. De groote stad vertoont in zich zelf te veel variatie. Men is gedwongen een onderscheiding te maken tusschen straten en straten. We hebben in *fig. 1* een schematische voorstelling van het stratenplan eener groote stad geteekend. Terwijl de buitenste cirkel de begrenzing van het bebouwde gedeelte der stad aangeeft (de bebouwde kom), ligt in de binnenste cirkel het eigenlijke stadscentrum. Naar dit stadscentrum loopen de hoofdverkeersaders $A_1 B_1$, $A_2 B_2$, enz. als voortzetting van de interlocale verkeerswegen *1*, *2*, *3* ... Deze hoofdverkeersaders zijn veelal door ceintuurbanen $R_1 R_2$, verbonden. Tusschen deze bevinden zich de woonwijken en de industriegebieden, de betere woonwijken *(W)* meestal naar het Westen, Zuidwesten en Zuiden uitgebouwd, de fabrieken en arbeiderswijken *(J)* naar het Oosten, Noordoosten en Noorden.

De openbare verlichting, waar ook in dit totale complex van straten en pleinen aangebracht, heeft als één harer motieven het bevorderen der veiligheid door het scheppen eener zekere visueele waarnemingsmogelijkheid. Wij zijn onwillekeurig geneigd, hierbij uitsluitend aan verkeersveiligheid te denken, beinvloed als we zijn door de vlucht, die het moderne verkeer heeft genomen. Zulk een eenzijdigheid zou ons echter tot een onjuiste maatstaf brengen. Het oorspronkelijk doel der openbare verlichting was namelijk, veiligheid te verschaffen tegen overval en inbraak door ongure elementen; we willen dit de burgerlijke veiligheid noemen. In het grootste aantal straten der woonwijken, en in de kleinere straten van het stadscentrum beoogt de straatverlichting veeleer deze burgerlijke veiligheid dan de verkeersveiligheid.

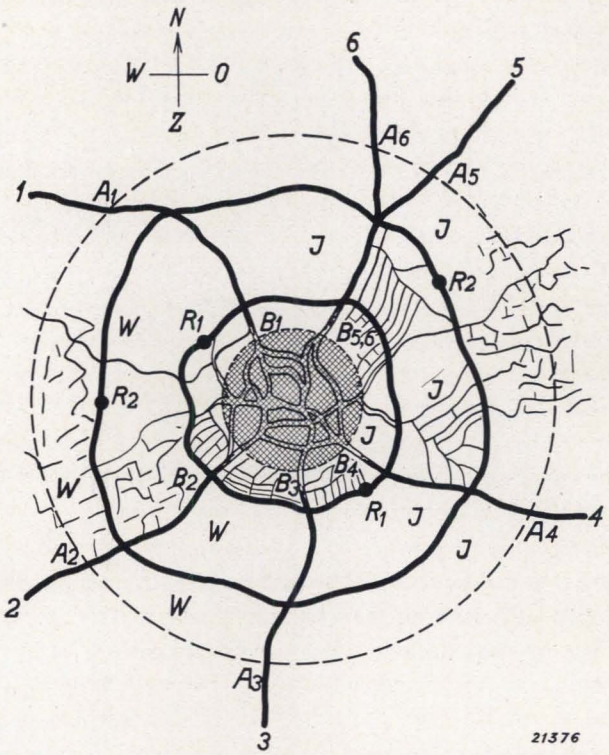


Fig. 1.

Naast de veiligheid is het stadsbeeld van belang. Vooral in het stadscentrum wil men ook des avonds de gevelrijen van de gebouwen zien. In dit meestal oudste en meest karakteristieke stadsdeel geven overdag deze gevelrijen het eigen karakter aan elke straat. Dit straatbeeld wenscht men des avonds, zij het in gewijzigde verschijning, eveneens aanwezig. Het meerendeel der straten in het stadscentrum is bovendien winkelstraat. De tegenwoordig

[1]) Philips techn. T. **2**, 110, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

sterk verlichte etalages zijn een belangrijke medewerkende factor voor de straatverlichting, echter slechts tot 's avonds tien, elf uur, wanneer het licht in de meeste etalages wordt gedoofd. Bij de daarna juist weer stijgende verkeersdrukte door het uitgaan van theaters, bioscopen, moet de straatverlichting, op zichzelf aangewezen, van voldoende capaciteit zijn. Soortgelijke verhoudingen vinden we op de meeste hoofdverkeersaders en wel van buiten naar het stadscentrum toe in stijgende mate. Aan hun begin (A_1, A_2 enz.) hebben ze meestal nog het karakter van den snelverkeersweg buiten. De verlichting der omringende gevels is daar nog overbodig. Doch naar binnen toe wijzigt zich het karakter geleidelijk; tenzij zulk een verkeersader hoofdzakelijk door fabriekscomplexen wordt begrensd (A_4 B_4), waardoor het karakter van verkeersweg tot het stadscentrum toe domineert. Ditzelfde is in nog sterkere mate het geval op de ceintuurbanen, vooral op de buitenste; daar kan men van een snelverkeer spreken, soortgelijk als op den verkeersweg buiten. Deze ceintuurbanen zijn voor het doorgaand verkeer te beschouwen als de schakel tusschen de interlocale wegen onderling. Voor de gemakkelijke afwikkeling van dit doorgaande verkeer is het gunstig, indien de verlichting op de buitenste ceintuurbaan hetzelfde karakter heeft als die op de aansluitende verkeerswegen. Op deze ceintuurbaan is, evenals op de verkeersweg buiten, de verlichting der verdere omgeving practisch van geen belang.

In de woonwijken, vooral in die met open bebouwing (o.a. tuindorpbebouwing), is de verlichting der verdere omgeving echter weer zeer belangrijk. Men moet van de straat af de huizen achter de voorgelegen tuintjes voldoende kunnen onderscheiden, allereerst, opdat men zich voldoende kan orienteeren en ook met het oog op de burgerlijke veiligheid. Van intensief snelverkeer is hier geen sprake.

Terwijl we voor de groote interlocale verkeersweg de voetganger buiten beschouwing mogen laten, is deze voor alle stadsstraten van zeer veel gewicht, doch niet overal op dezelfde wijze. In het stadscentrum zijn vooral de winkelstraten in hooge mate promenadestraten, speciaal in de avonduren. De voetganger is hier niet een soort verkeersobstakel, hij vertegenwoordigt zelf een zeer belangrijk verkeer. De voetganger wil zien en wil gezien worden, niet uit veiligheidsoverweging, doch omdat hij in zijn loopen langs de straat een zeker genot vraagt. Hier doet zich het algemeen belang der straatverlichting wel zeer in het bijzonder kennen als „ten pleziere van den weggebruiker", zooals wij in ons vorig artikel dit algemeen belang reeds differentieerden. In de woonwijken echter moet de verlichting den wandelaar hoofdzakelijk de burgerlijke veiligheid en de orientatiemogelijkheid verschaffen. Op de hoofdverkeersaders en de ceintuurbanen overheerscht, wat de voetganger betreft, de eisch der verkeersveiligheid.

Terwijl uit het bovenstaande reeds blijkt, hoe uiteenloopend voor de verschillende straten de eischen zijn, die aan de straatverlichting worden gesteld, vertoont het vraagstuk nog veel meer kanten, als men bedenkt, welk een invloed op de straatverlichting in een stad wordt uitgeoefend door de overige buitenverlichting, en hoe gevarieerd deze buitenverlichting is. Om hiermede op de juiste wijze rekening te kunnen houden, zij allereerst geconstateerd, dat, uit economische overwegingen in de belangrijke straten van het stadscentrum een veel hooger verlichtingsniveau mag worden toegepast dan in de onbelangrijke straten der woonwijken, en dat verder in in het stadscentrum voor de meeste straten een verlichte verticale begrenzing aan weerszijden aanwezig is (de verlichte gevels en de etalages), waartegenover in de woonwijken, naast het zooveel minder verlichte straatoppervlak, van een verticale lichte achtergrond vrijwel geen sprake is. De weggebruiker is dus in deze twee uiterste gevallen (de overige straten vertoonen meestal een overgangstoestand tusschen deze beide) wel op geheel verschillende helderheden ingesteld, en daardoor op zeer verschillende gevoeligheid voor verblinding.

Van de totale verlichting is er dan allereerst de seinverlichting, kennelijk aangebracht in het algemeen belang. Hiervan geeft het eigenlijke verkeerssein de minste moeilijkheden. Anders echter is het met de vluchtheuvelseinen. Gelegen in de gemiddelde blikrichting van den weggebruiker, mogen deze vluchtheuvelseinen in het stadscentrum in verband met verblinding toch van behoorlijke sterkte zijn, omdat de totale omgevingshelderheid een vrij hooge helderheid van dit sein toelaat. Ditzelfde vluchtheuvelsein, geplaatst in de buitenwijken, heeft echter in die veel duisterder omgeving veelal een direct verblindende werking en doet daardoor het effect van een overigens voldoende straatverlichting vaak voor een groot deel te niet.

Van de seinverlichting op de voertuigen geldt dit in nog sterkere mate. Daar meestal het rijden met „verblindende verlichting" binnen de bebouwde kom wettelijk voor voertuigen verboden is en dit met andere woorden beteekent, dat het voertuig niet zelf voor het verlichten van de weg mag zorgen,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

te overwegen factoren / straattypen	1 Kleur van het licht	2 Verlichtingsniveau	3 Achtergrond en gevels	4 Zichtbare helder van de lichtbr (lantaarn)
Promenadestraten en boulevards in stadscentrum	1) Wit of tot wit gecorrigeerd vanwege de voetgangers	2) zeer hoog	3) gesloten achtergrond van verlichte gevels	4) mag tam hoog zijn (*2*) en (*3*)
Kleinere tusschenstraten in stadscentrum	11) Wit of tot wit gecorrigeerd om aan te sluiten aan (*1*)	12) gemiddeld	13) gesloten achtergrond van verlichte gevels	14) moet tan laag worde houden
Hoofdverkeersaders van grens der bebouwde kom tot buitenste ceintuurbaan	21) aansluiten aan kleur op verkeerswegen buiten bebouwde kom, want (*25*) en (*26*), geen aesthetische overwegingen	22) gemiddeld	23) weinig achtergrond	24) lichtbron onzichtbaa
Hoofdverkeersaders van ceintuurbaan tot stadscentrum	31) geleidelijke overgang tusschen (*21*) en (*1*)	32) hoog	33) overgang tusschen (*23*) en (*3*)	34) overgang schen (*24*)
Ceintuurbaan buitenste	41) geen aesthetische overwegingen, voor (*45*) en (*46*) meest geschikte lichtsoort kiezen	42) gemiddeld	43) geen achtergrond	44) lichtbron onzichtbaa (*43*) (*45*)
Ceintuurbaan binnenste	51) gedeeltelijke witcorrectie	52) hoog	53) soms gevels, deze verlichten. Soms geen achtergrond: tuin, park	54) bij begre door geve melijk laa grenzing tuinen: lich onzichtbaa
Hoofdverkeersaders door fabriekscomplexen	61) geen aesthetische overwegingen, (*65*) en (*66*) bepalen lichtsoort	62) hoog	63) geen achtergrond: fabriksgevels zijn te donker	64) lichtbron zichtbaar, (*65*) en (6
Woonwijk straten met gesloten bebouwing	71) wit of tot wit gecorrigeerd vanwege de voetgangers	72) laag	73) gevels die donker mogen blijven	74) lichtbron zichtbaar oog op (7 (*73*)
Woonwijk straten met open bebouwing	81) wit of tot wit gecorrigeerd vanwege de voetgangers	82) laag	83) geen achtergrond	84) lichtbron zichtbaar oog op (8 (*83*)
Hoofdverkeerswegen door de woonwijken	91) snelverkeer hoofdzaak, dus eventueel kleine witcorrecties ten behoeve van voetgangers	92) gemiddeld	93) geen achtergrond	94) lichtbron zichtbaar oog op (92 (*95*) (*96*)
	Met wit licht wordt bedoeld het licht van de bekende lichtbronnen met continu spectrum: gloeilamp, gaslicht, booglamp. Het „tot wit corrigeeren" van niet wit licht der gasontladingslampen bedoelt òf toepassing van menglicht, òf transformatie door middel van fluorescentie.	Onder verlichtingsniveau „gemiddeld" wordt verstaan het verlichtingsniveau van de goed verlichte verkeersweg buiten, waarvoor men de lichtbronnen op ongeveer 200 lumen per strekkende meter weglengte moet berekenen, waaruit dan volgt, wat met laag, hoog en zeer hoog wordt bedoeld.	Onder „weinig achtergrond" of „geen achtergrond" wordt verstaan, dat de achtergrond duister is, ongeacht of dit de duistere hemel, duistere boomengroepen of wat ook is.	Zichtbaar beteeke zichtbaar in de (*fig. 2*), die men practijk op circ moet aanhouden zichtbare helderhe alleen de helderh zien in de hoek

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

5	6	7	8	9	10
Welke veiligheid domineert	Verkeer	Gezichtsscherpte	Waarnemingssnelheid	Contrastrijkheid	Verblinding door de straatverlichting
		mede afhankelijk van de verschillende lichtsoorten			
burgerlijke en verkeer	6) voetganger langzaam	7) alleen wit licht komt in aanmerking zie (*1*)	8) kan worden verwaarloosd door (*2*) en (*6*)	9) komt niet ter sprake door (*2*)	10) door (*2*) en (*3*) kan vrij hooge grens worden toegelaten
burgerlijke	16) voetganger langzaam	17) van geen belang	18) van geen belang	19) komt niet ter sprake	20) moet zooveel doenlijk worden vermeden
verkeer	26) snelverkeer	27) zeer belangrijk; dus lichtsoort, die beste gezichtsscherpte geeft. Dit kan om (*21*)	28) zeer belangrijk, dus beste lichtsoort kan om (*21*)	29) zeer belangrijk, dus beste lichtsoort kan om (*21*)	30) mag niet voorkomen
verkeer	36) langzaam en snelverkeer	37) overgang tusschen (*27*) en (*7*)	38) overgang tusschen (*28*) en (*8*)	39) van minder belang door (*32*)	40) zooveel doenlijk vermijden
verkeer	46) snelverkeer	47) zeer belangrijk, beste lichtsoort kiezen, dit kan om (*41*)	48) zeer belangrijk, beste lichtsoort kiezen, dit kan om (*41*)	49) zeer belangrijk, gunstigste verlichtingsniveau kiezen	50) mag niet voorkomen
verkeer	56) voetganger langzaam en snelverkeer	57) belangrijk, doch lichtsoort is reeds bepaald (*51*)	58) belangrijk, doch lichtsoort is reeds bepaald (*51*)	59) komt niet ter sprake	60) zooveel doenlijk vermijden
verkeer	66) langzaam en snelverkeer	67) belangrijk, dus beste lichtsoort kan om (*61*)	68) belangrijk, dus beste lichtsoort kan om (*61*)	69) lichtniveau meestal te hoog om hiervan profijt te trekken	70) mag niet voorkomen
burgerlijke	76) voetganger langzaam	77) van weinig belang	78) van weinig belang	79) komt niet ter sprake (*71*)	80) zooveel doenlijk vermijden
burgerlijke	86) voetganger langzaam	87) van weinig belang	88) van minder belang	89) komt niet ter sprake (*81*)	90) mag niet voorkomen
burgerlijke en verkeer	96) voetganger langzaam en snelverkeer	97) belangrijk, doch lichtsoort is reeds bepaald (*91*)	98) belangrijk, doch lichtsoort is reeds bepaald (*91*)	99) komt niet ter sprake	100) mag niet voorkomen

We hebben het verkeer in drie groepen verdeeld: voetgangers, langzaam verkeer met een snelheid tot circa 20 km/uur, waaronder dus ook het rijwielverkeer valt, snelverkeer met een snelheid hooger dan circa 20 km/uur

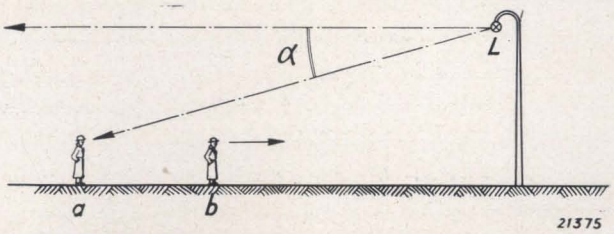


Fig. 2. Zichtbaar beteekent hier, of de lichtbron *L* zichtbaar is voor waarnemer *a* en voor alle waarnemers nog verder dan *a* van *L* verwijderd, zich dus bevindend in den hoek *α*. Hoewel waarnemer *b* de lichtbron wel zien kan, komt de zichtbaarheid voor deze waarnemers (buiten hoek *α*) hier niet in aanmerking.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

mag de verdere verlichting, welke het voertuig heeft te dragen, slechts als seinverlichting worden aangemerkt (dient om gezien te worden en niet opdat de bestuurder zelf kan zien). Deze seinverlichting mag evenmin verblinden. Zelfs de „stadslampen" van vele auto's voldoen niet aan deze eisch, hebben een veel te hooge helderheid. Veel treuriger echter is het gesteld met de seinlichten van autobussen, van trams en van rijwielen[2]). Zelfs in de lichte omgeving van het stadscentrum hebben deze meestal een zeer storende werking. Doch vooral op de hoofdverkeersaders en ceintuurbanen wordt elke goede bedoeling der straatverlichting vaak illusoir gemaakt door de verblindende werking van de seinlichten van dit verkeer.

Van nog grooter invloed echter is de reclameverlichting.

Seinverlichting (speciaal het verkeerssein) en straatverlichting beide — aangebracht in het algemeen belang — worden in tallooze gevallen volkomen „overschreeuwd" door de lichtreclame — die daar is uit eigen belang — Nu kan de dichtheid van de lichtreclames zoo groot worden, zooals in het hartje van de stadscentra der allergrootste steden, dat zij een medewerkende factor voor het verlichten van de straat gaat vormen, en zelfs het totale helderheidsniveau zoo sterk opvoert, dat de verblindende werking van allerlei andere lichtbronnen relatief weer kleiner wordt. Dit effect blijft echter vrijwel beperkt tot een zeer klein gebied. Direct daarbuiten evenwel maakt de ongebreidelde lichtreclame het feitelijk zinloos, om te gaan overwegen, welke lichtverdeeling men voor de straatverlichting zou moeten toepassen, welk helderheidsniveau van het straatoppervlak gewenscht zou zijn. Tegenwoordig worden hierdoor de verkeersaders der groote steden tot een chaotisch beeld van stilstaande en bewegende en veranderende reclamelichten, seinlichten en verkeerslichten, met dikwijls een poging der straatverlichting, om dit alles nog te overschreeuwen met uitzonderlijk sterke, den weggebruiker vlammend verblindende lichtbronrijen [3]). De toepassing van de wet, die de seinlichten op de voertuigen voorschrijft, zou tevens voor deze lichten het verbod van verblinding rigoureus moeten doorvoeren. De ongebreidelde lichtreclame behoeft geen beperking in aantal of uitgebreidheid, doch wel degelijk in toelaatbare helderheid, afhankelijk van de plaats van opstelling. Zonder zulke maatregelen zal de straatverlichting, wil zij binnen economisch aanvaardbare grenzen blijven, nimmer kunnen voldoen aan de haar gestelde eisch, zichtbaarheid op de weg te geven, ook al zou de straatverlichting zelf op de meest perfecte wijze zijn uitgevoerd.

De eigenverlichting op het voertuig is, zooals reeds opgemerkt, binnen bebouwde kommen veelal verboden. De eigenverlichting echter van naast de straat gelegen fabrieksterreinen en emplacementen, van inritten, benzinestations, laad- en loskaden, speeltuinen vaak met slingers van kleurige lampen, is door geen wet gebonden. Zeer vaak is zij zoo verblindend, dat het effect van de straatverlichting voor den weggebruiker sterk wordt gereduceerd. Deze storende elementen vindt men echter weinig in het stadscentrum en in de woonwijken, des te meer langs de hoofdverkeersaders en de ceintuurbanen.

De factoren, waarmede men, bij het beoordeelen of projecteeren der straatverlichting rekening moet houden, loopen derhalve voor de verschillende straten wel heel ver uiteen.

Nog twee factoren, waarbij dit al evenzeer het geval is, moeten we noemen, nl. de verkeersintensiteit en de verkeerssnelheid. De verkeersintensiteit behoeft geen nadere toelichting. De verkeerssnelheid, ook indien zij niet door een voorgeschreven maximumsnelheid is gebonden, is in het stadscentrum betrekkelijk laag, in elk geval zoo laag, dat waarnemingssnelheid, reeds door zoovele andere elementen beinvloed, voor de waardebepaling van de eigenlijke straatverlichting buiten beschouwing kan blijven. Op de buitenste gedeelten der hoofdverkeersaders echter, op de ceintuurbanen en op de hoofdwegen door de uitgestrekte woonwijken moet de verlichting rekening houden met het belang van groote waarnemingssnelheid bij hooge snelheden.

Hoe de straatverlichting dus feitelijk zou moeten zijn, aangepast aan de verschillende omstandigheden en voorwaarden, wat leiddraad moet zijn voor de keuze uit de verschillende tegenwoordig ter beschikking staande lichtbronnen o.a. in verband met kleur, gezichtsscherpte, waarnemingssnelheid, contrastrijkheid [4]), op welke wijze met verblinding [5]) rekening moet worden gehouden, kan worden afgeleid uit de bij dit artikel opgenomen overzichtstabel (p. 144 en 145).

Ter nadere verduidelijking zij een enkel straattype uit deze tabel nader besproken, bijv. de binnenste ceintuurbaan.

Zulk een straat vertoont veelal een belangrijke,

[2]) Dit laatste natuurlijk slechts voor die steden, waar een intensief rijwielverkeer heerscht.

[3]) Londen, Parijs en Berlijn leveren op dit gebied treffende staaltjes.

[4]) Zie: P. J. Bouma, Philips techn. T. **1**, 102 en 166, 1936.

[5]) Zie: P. J. Bouma, Philips techn. T. **1**, 225, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

vaak deftige bebouwing. Het is gewenscht om een lichtkleur toe te passen, welke niet tot te groote kleurverteekening van het geheel aanleiding geeft (*51*), omdat het voetgangersverkeer en het langzame verkeer (*56*) als weggebruikers niet alle aesthetische eischen laten vallen. Door de belangrijkheid van deze straat is het toegepaste verlichtingsniveau hoog (*52*), waardoor de bijzondere contrastrijkheid, die met bepaalde monochromatische lichtbronnen kan worden verkregen, hier toch niet meer zou optreden (*59*); vandaar, dat deze overweging niet meer als verliesfactor geldt bij de keuze van de lichtkleur (*51*). Omdat in dit geval met snelverkeer wel rekening moet worden gehouden (*56*), zijn gezichtsscherpte (*57*) en waarnemingssnelheid (*58*) wel degelijk belangrijk; doch nu de lichtkleur eenmaal is gekozen, heeft het voor deze weg geen zin meer, hoe of een andere lichtsoort gezichtsscherpte en waarnemingssnelheid eventueel zouden kunnen verhoogen. De verblinding (*60*) is afhankelijk, behalve van de lichtbron zelf, van de totale omgevingshelderheid, en deze weer van de achtergrond. Bestaat deze achtergrond uit gevels (*53*), dan is het gewenscht deze gevels verlicht te houden terwille van het straataspect. Om dit te doen moet men lantaarns gebruiken, die zijwaarts en in beperkte mate zelfs ook naar boven licht uitzenden, wat weer meebrengt, dat de lantaarns een zekere zichtbare helderheid (*54*) voor den weggebruiker zullen vertoonen. Deze zichtbare helderheid mag niet te zeer verblinden (*60*) maar zal dit ook minder doen door de aanwezigheid van een verlichte achtergrond (*53*). Is er geen achtergrond (*53*), dan vervalt de noodzaak van gevelverlichting, doch tevens wordt de eisch uit het oogpunt van verblinding weer veel strenger (*54*) (*60*).

De tabel (die nog over meerdere straattypen uitgebreid zou kunnen worden) vertoont zulk een verscheidenheid in opgaven, gesteld aan hem die de straatverlichting moet projecteeren, dat wel zeer evident de onmogelijkheid blijkt, om met een enkel woord „straatverlichting" over de openbare verlichting eener groote stad te kunnen spreken.

Zonder een indeeling van het onderwerp — de hier gegeven indeeling of een andere — leidt elke bespreking of beschouwing tot eindeloos misverstand.

Digitized by www.freeservicemanuals.info

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

HET REGISTREEREN VAN SNEL VERLOOPENDE ELECTRISCHE VERSCHIJNSELEN MET BEHULP VAN KATHODESTRAALBUIS EN CAMERA

door J. F. H. CUSTERS.

Samenvatting. Bij verschillende stroomsterkten van de electronenstraal werd voor een groen- en een blauwfluoresceerende kathodestraalbuis de maximale schrijfsnelheid bepaald. De onderzoekingen, met verschillende fotografische materialen verricht, leiden tot de uitkomst, dat de grootste snelheid geregistreerd kan worden bij toepassing van een groenfluoresceerend scherm en een behoorlijk groengevoelige emulsie. Bij een buis voor 2 kilovolt en een straalstroomsterkte van 200 micro-ampere werd bij gebruik van Agfa Isochrom-materiaal een maximale schrijfsnelheid ca. 1 km per sec gevonden. De gebruikte camera had een relatieve lichtsterkte 1/4,5, terwijl een zesvoudige verkleining werd toegepast.

Inleiding

De kathodestraalbuis is een modern meetinstrument, dat voor de meest uiteenloopende doeleinden meer en meer toepassing vindt. De verschijnselen, die met behulp van dit instrument onderzocht worden, zijn in twee categorieën te splitsen:

1. Periodieke verschijnselen,
2. Niet-periodieke verschijnselen.

Bij periodieke verschijnselen kan men met behulp van een gesynchroniseerde zaagtandspanning een stilstaand oscillogram op het fluorescentiescherm der buis verkrijgen door de te onderzoeken spanning aan het eene paar afbuigende platen, de zaagtandspanning aan het andere paar te leggen. Deze spanningen buigen de electronenstraal in twee onderling loodrechte richtingen af, waardoor de onbekende spanning als functie van de tijd op het scherm verschijnt. Het vastleggen van een staand oscillogram brengt geenerlei moeilijkheden mee, mits de spanningen tijdens elke periode op dezelfde wijze met de tijd veranderen, zoodat het oscillogram werkelijk stil blijft staan. Bij toepassing van een camera kan men dan eenvoudig zoo lang belichten, tot een voldoende zwarting op de fotografische plaat wordt opgewekt. Dikwijls zal men het oscillogram niet eens wenschen te fixeeren en worden de gezochte waarden zonder meer van het op het scherm staande beeld afgelezen.

Bij niet-periodieke, slechts eenmaal plaats grijpende verschijnselen daarentegen wordt het fotografisch registreeren onontbeerlijk. Ook hierbij ligt het voor de hand, de spanning als functie van de tijd op het scherm te doen verschijnen door op het andere paar afbuigende platen een met de tijd lineair toenemende gelijkspanning te brengen. Deze gelijkspanning behoeft dan echter niet periodiek herhaald te worden.

Terwijl het bij een staand oscillogram niet in de eerste plaats vereischt is, dat de helderheid der vlek groote waarden bereikt, is dit bij snel verloopende niet-periodieke verschijnselen van primair belang. De helderheid zal nu zoo groot moeten zijn, dat op de lichtgevoelige emulsie nog een voldoende zwarting verkregen wordt, wanneer het beeld der lichtende vlek een oppervlakte-element der emulsie slechts éénmaal treft. De lichthoeveelheid, die op een dergelijk element valt, zal dus verder afhangen van de snelheid der vlek (zg. schrijfsnelheid), terwijl bovendien nog andere factoren, zooals het lichtgevoelige materiaal, de lichtsterkte der optiek e.a. een rol spelen, welke we nog nader zullen beschouwen.

Van dit gezichtspunt uit werden aan twee bepaalde typen kathodestraalbuizen met groen- resp. blauwfluoresceerend scherm, doch overigens gelijk gebouwd, onderzoekingen gedaan, waaruit we kunnen afleiden, welke de maximale waarde der schrijfsnelheid is. Bovendien worden de uitkomsten in zoodanige vorm weergegeven, dat ook voor andere buistypen de te verwachten maximale schrijfsnelheid met een behoorlijke benadering kan worden berekend.

Afleiding der uitdrukking voor de maximale schrijfsnelheid

Wanneer het lichtgevoelige materiaal en het type camera gegeven zijn, kan men voor een bepaalde kathodestraalbuis de maximale schrijfsnelheid v_{max} berekenen. Onder v_{max} verstaan wij die snelheid der bewegende vlek, waarbij op de fotografische plaat een zwarting $S = 0{,}1$ boven de sluierzwarting gevonden wordt. De in het onderstaande weergegeven formule brengt de maat-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

gevende factoren op overzichtelijke wijze tot uitdrukking. In *fig. 1* beteekent:

Sch het fluorescentiescherm der buis,

D de diameter der lichtende vlek met oppervlak: $F = \pi/4 \cdot D^2$,

O het objectief der camera met oppervlak *O*, objectiefdiameter *d* en brandpuntsafstand *f*, zoodat de relatieve lichtsterkte is: $L = d/f$.

P de fotografische plaat, waarop de vlek wordt afgebeeld,

D' de diameter van het beeld der vlek met oppervlak: $F' = \pi/4\, D'^2$,

b de beeldafstand.

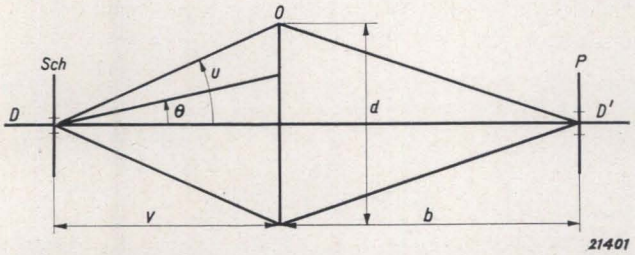


Fig. 1. Afbeelding van het fluorescentiescherm *Sch* door het objectief *O* der camera op de lichtgevoelige plaat *P*. De lichtende vlek met diameter *D* wordt afgebeeld in het beeld met diameter *D'*.

De helderheid der lichtende vlek zij *B*. Onder de bij gangbare fluorescentieschermen goed vervulde voorwaarde, dat de vlek volgens de cosinuswet van Lambert straalt, is *B* onafhankelijk van de richting.

De zwarting van een element der fotografische plaat wordt bepaald door de lichthoeveelheid, die dit element treft en welke gegeven wordt door het product van verlichtingssterkte *E* en belichtingstijd *t*. De verlichtingssterkte *E* hangt als volgt samen met de helderheid *B*:

$$E = a\,B \cdot \frac{O}{b^2} \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Tengevolge van reflectie en absorptie zal nl. niet al het op het objectief vallende licht hier doorheengaan, doch slechts een gedeelte, dat door de factor *a* verantwoord is [1]).

Wanneer wij de vergrooting *N* invoeren door te schrijven: $b = (N + 1)f$, gaat de uitdrukking over in:

$$E = a \cdot \frac{\pi}{4} \cdot B \cdot \frac{L^2}{(N+1)^2} \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

[1]) Bovenstaande uitdrukking voor de verlichtingssterkte *E* gaat bij instelling op oneindig ($b = f$) over in de bekende formule:

$$E = aB \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \frac{d^2}{f^2} = a \cdot \frac{\pi}{4}\, B\, L^2$$

De belichtingstijd vinden wij als volgt. In *fig. 2* zij *p* het element, waar de zich langs *LL'* voortbewegende vlek met het hart overheenstrijkt,

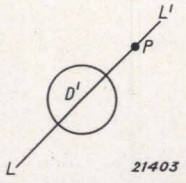


Fig. 2. Het vlekbeeld met diameter *D'* beweegt zich volgens de lijn *LL'* over de lichtgevoelige emulsie en treft een elementje *p* der emulsie gedurende de tijd *t*.

zoodat, wanneer wij de snelheid van het beeld v_b en die van de vlek *v* noemen, dan geldt:

$$t = \frac{D'}{v_b} = \frac{D}{v} \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

Voor de lichthoeveelheid vinden we dus:

$$Et = a \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \frac{L^2}{(N+1)^2} \cdot \frac{BD}{v} \quad \ldots \quad (4)$$

De maximale schrijfsnelheid wordt bepaald door de kleinste lichthoeveelheid $(Et)_{min}$, welke juist voldoende is om de reeds genoemde minimale zwarting $S = 0{,}1$ op te wekken. Uit deze voorwaarde volgt v_{max}:

$$v_{max} = a \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \frac{L^2}{(N+1)^2} \cdot \frac{BD}{(Et)_{min}} \quad \ldots \quad (5)$$

Zij η het lichtrendement van het fluorescentiescherm in kaarsen per watt. Voeren wij het vermogen in watts in, dat de electronenstraal bevat en onderstellen wij, dat η onafhankelijk is van het vermogen, dan geldt:

$$BF = V_a \cdot I_a \cdot \eta \,, \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

waarin V_a de eindanodespanning en I_a de straalstroomsterkte is.

Wanneer wij dit in de uitdrukking voor v_{max} substitueeren, vinden wij:

$$v_{max} = a \cdot \frac{L^2}{(N+1)^2} \cdot \frac{V_a I_a}{D} \cdot \frac{\eta}{(Et)_{min}} \text{ km per sec} \quad (7)$$

indien *D* in mm wordt uitgedrukt.

Onder bepaalde omstandigheden zijn in bovenstaande uitdrukking bijna alle factoren bekend, waaronder wij eveneens de vlekdiameter *D* en de kaarsen per watt rangschikken. Niet bekend is $(Et)_{min}$. Geen enkele der verscheidene manieren om de gevoeligheid eener fotografische emulsie te kenmerken, hetzij het Hurter & Driffield-getal, hetzij °Scheiner of °DIN stelt ons in staat om $(Et)_{min}$ te berekenen. Al deze methoden zijn nl. op min of meer wit licht uitzendende licht-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

bronnen gebaseerd, terwijl kathodestraalbuizen een tot een vrij nauw spectraalgebied beperkt groen of blauw licht emitteeren, zooals uit *fig. 3* blijkt.

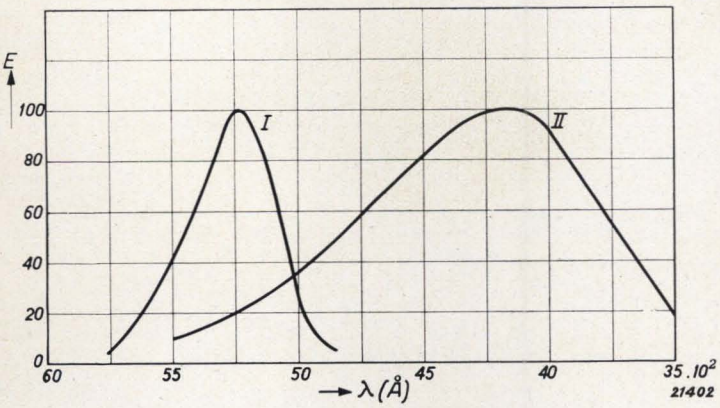


Fig. 3. Krommen, die de relatieve energie in het spectrum der lichtende vlek als functie van de golflengte weergeven. Kromme *I* geldt voor het groenfluoresceerende scherm. Kromme II geldt voor het blauwfluoresceerende scherm.

Een slechts in het blauw gevoelige emulsie zal op ieder der genoemde manieren uitgedrukt een bepaalde gevoeligheid bezitten, terwijl zij in het groene fluorescentielicht uiterst klein zal zijn. Voor $(Et)_{min}$ schrijven wij dus eenvoudig $1/\beta$, welke constante factor afhangt van de spectrale energieverdeeling van het fluorescentielicht en van de spectrale gevoeligheid der emulsie. Voor elke emulsie in combinatie met een bepaald fuorescentiescherm moet β experimenteel bepaald worden. Voor v_{max} krijgen wij tenslotte als uitkomst:

$$v_{max} = a \cdot \frac{L^2}{(N+1)^2} \cdot \frac{V_a I_a}{D} \cdot \eta \cdot \beta \text{ km per sec}$$

(D in mm) . . . (8)

Wij willen nu eerst de uitkomsten der metingen betreffende de maximale schrijfsnelheid behandelen om dan later uitvoeriger in te gaan op de verschillende variabelen, welke in bovenstaande uitdrukking voorkomen.

Experimenteele bepaling der maximale schrijfsnelheid

Voor een buis met groen- (Philips DG 16-2) en een buis met blauwfluoresceerend scherm (Philips DB 16-1) werd de zwarting van het geregistreerde oscillogram nagegaan in afhankelijkheid van de schrijfsnelheid. De diameter van het scherm dezer buizen is 16 cm, de maximale spanning der eindanode 2 kV. Er werd een camera gebruikt met $L = 1/4{,}5$ en $f = 10{,}5$ cm. Voortdurend werd met een zesvoudige verkleining gewerkt. Het lichtgevoelige materiaal was de Agfa Isochrom Platte.

Het verschijnsel, dat zich op het scherm afspeelde, was een éénmaal over dit scherm loopende sinusvormige trilling. Met behulp van een speciaal voor dit doel ontworpen schakelschema hadden wij het in de hand, de vereischte straalstroomsterkte in te stellen, de snelheid der lineaire beweging van de vlek voor te schrijven en tenslotte waren zoowel frequentie als amplitude der sinusvormige wisselspanning regelbaar.

In *fig. 4* is een der opnamen afgedrukt. De opgegeven schrijfsnelheid geldt in de punten der kromme, waar de vlek door de evenwichtsstand der sinusvormige trilling heenvliegt. Zij wordt als volgt uitgedrukt in de golflengte λ van de sinusvormige kromme, de frequentie ν der trilling en de amplitude A:

$$v = \nu \sqrt{\lambda^2 + 4\pi^2 A^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Wij zorgden voortdurend, dat λ^2 voldoende klein was om ten opzichte van $4\pi^2A^2$ verwaarloosd te mogen worden, zoodat geldt:

$$v = 2\pi\nu A \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

De amplitude $A/6$ werd op de opname uitgemeten, terwijl ν op een geijkte toongenerator werd afgelezen.

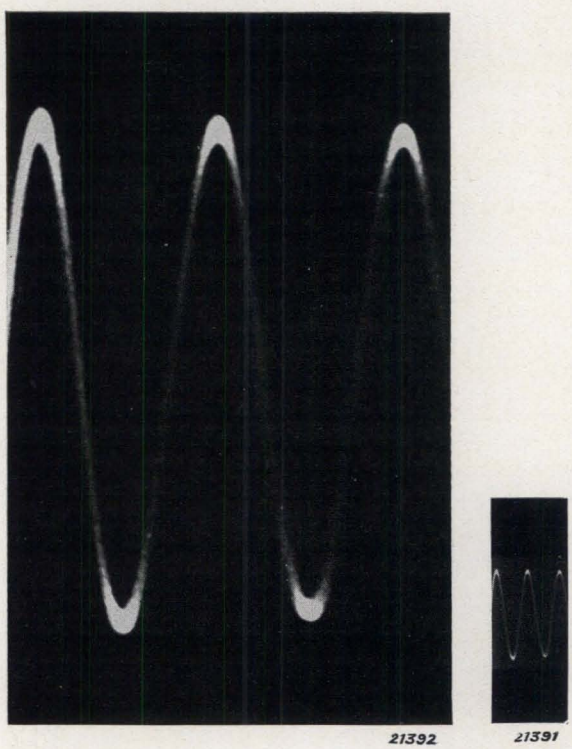


Fig. 4. Opname van een eenmaal over het groenfluoresceerende scherm loopende sinusvormige trilling. De frequentie was 4000 per/sec, de straalstroomsterkte 193 micro-ampere, terwijl de snelheid in de punten, waar de trillende vlek door de evenwichtsstand ging, 850 meter per sec bedroeg. De toegepaste verkleining tijdens de opname was 6 maal. De kleine figuur is een directe reproductie der origineele opname, terwijl de andere figuur een zesvoudige vergrooting der opname is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

De zwarting werd in de reeds genoemde evenwichtspunten van de sinuskromme gemeten met behulp van een microfotometer volgens Moll. In *fig. 5a* is voor het blauwfluoresceerende scherm

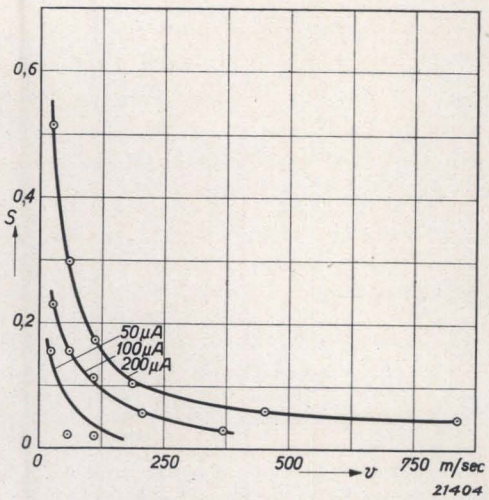


Fig. 5*a*. In afhankelijkheid van de schrijfsnelheid v der vlek en met de straalstroomsterkte I_a als parameter is de zwarting in die punten der geregistreerde sinuslijn uitgezet, waar de trillende vlek de evenwichtsstand passeert. Blauwfluoresceerend scherm.

de zwarting S als functie van v uitgezet bij drie verschillende stroomsterkten. Bij kleine snelheden neemt de zwarting snel toe met afnemende snelheid, daarentegen neemt zij in het interessante gebied der groote snelheden zeer langzaam af met toenemende snelheid.

De krommen dezer figuur zijn eigenlijk slechts zwartingskrommen van het lichtgevoelige materiaal, maar op een bijzondere manier uitgezet. Voor de lichthoeveelheid, die een element treft, vonden wij immers de uitdrukking:

$$Et = a \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \frac{L^2}{(N+1)^2} \cdot \frac{BD}{v} \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Onder voorwaarde, dat D bij vaste I_a in eerste benadering onafhankelijk is van v (welke voorwaarde vrij goed vervuld is, mits v niet te klein is) en daar bij vaste I_a de helderheid B eveneens constant is, verkrijgen wij:

$$Et = \text{const} \cdot \frac{1}{v} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Wanneer wij de zwarting uitzetten als functie van $\log Et = \log \frac{\text{const}}{v}$, verwachten wij een zwartingskromme te vinden. In *fig. 5b* is de zwarting uitgezet in afhankelijkheid van $\log 1/v$; de krommen vertoonen geheel de bekende gedaante van de zwartingskromme. De langzame afname met toenemende snelheid in het gebied der groote snelheden is een gevolg van de gekromde gedaante van het begin van de zwartingskromme en brengt mede, dat ook bij vrij sterke veranderingen der schrijfsnelheid in dit gebied de zwarting slechts weinig verandert.

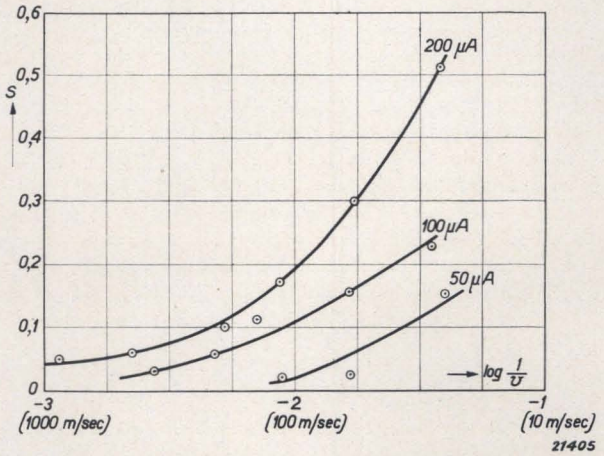


Fig. 5*b*. De zwarting in de evenwichtspunten der geregistreerde sinuslijn is uitgezet als functie van $\log 1/v$ met I_a als parameter. De krommen vertoonen de gedaante der bekende karakteristieke kromme van een fotografische emulsie. Blauwfluoresceerend scherm.

Uit de krommen van fig. 5a kunnen wij bij $S = 0{,}1$ zonder meer de maximale schrijfsnelheid aflezen, welke bij de verschillende straalstroomsterkten behoort. Deze waarden zijn in *Tabel I* bijeengeschreven.

De overeenkomstige metingen voor het groenfluoresceerende scherm zijn in de *fig. 6a* en *6b* weergegeven, terwijl in *Tabel II* de bij verschillende stroomsterkten behoorende maximale schrijfsnelheden zijn samengevat. Het onderzochte gebied was hier omvangrijker, zoowel wat v als I_a betreft. Uit fig. 6b blijkt duidelijker nog dan uit fig. 5b, dat wij niet anders dan zwartingskrommen der lichtgevoelige emulsie bij belichting met het fluorescentielicht bepaalden; de bij verschillende I_a behoorende krommen zijn op elkander te schuiven door een verplaatsing van het nulpunt der $\log 1/v$-as.

Een blik op beide tabellen is voldoende om te zien, dat met Agfa Isochrom als lichtgevoelig materiaal het groenfluoresceerende scherm het verre wint van het blauwfluoresceerende, zoodra het er om te doen is, zich snel afspelende verschijnselen te registreeren.

Is Agfa Isochrom in het groen dan veel lichtgevoeliger dan in het blauw? Integendeel, bij 535 mμ is de gevoeligheid dezer emulsie iets meer dan 40 % van die bij 400 mμ [2]). De in de vorm van groen licht door het groenfluoresceerende

[2]) M. Biltz, Agfa-Veröff. Bd IV, p. 32, Leipzig 1935.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Tabel I.

Blauwfluoresceerend scherm (Buis DB 16 - 1)

Straalstroomsterkte in micro-ampere.	Maximale schrijfsnelheid in meter per secunde.
50	50
100	115
200	210

Lichtsterkte objectief: 1/4,5
Verkleining 6 maal
Agfa Isochrom

De waarde bij 50 μA is nogal onzeker, omdat het aantal meetpunten van de kromme gering is.

Tabel II.

Groenfluoresceerend scherm (Buis DG 16 - 2)

Straalstroomsterkte in micro-ampere.	Maximale schrijfsnelheid in meter per secunde.
25	165
50	360
100	615
200	990

Lichtsterkte objectief : 1/4,5
Verkleining 6 maal
Agfa Isochrom

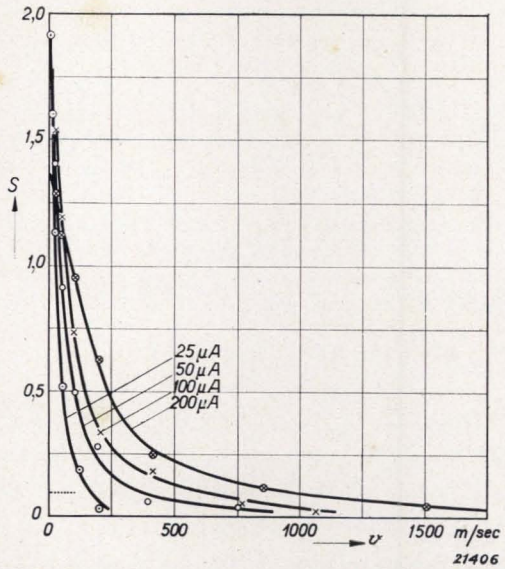


Fig. 6*a*. In afhankelijkheid van de schrijfsnelheid v der vlek en met de straalstroomsterkte I_a als parameter is de zwarting in die punten der geregistreerde sinuslijn uitgezet, waar de trillende vlek de evenwichtsstand passeert. Groenfluoresceerend scherm.

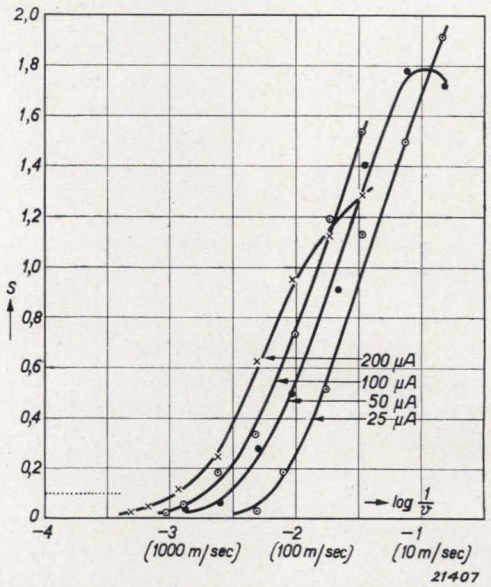


Fig. 6*b*. De zwarting in de evenwichtspunten der geregistreerde sinuslijn is uitgezet als functie van log $1/v$ met I_a als parameter. De krommen vertoonen de gedaante der bekende karakteristieke kromme van een fotografische emulsie. Groenfluoresceerend scherm.

Sommige krommen gaan in het gebied der kleine snelheden (10—100 m/sec) sterk afwijken van het rechte deel der zwartingskromme. Dit is niet het bekende ombuigen der kromme bij grootere zwartingen, doch vindt zijn oorzaak in het plaatselijk electrisch geladen worden van het fluorescentiescherm bij kleine schrijfsnelheden, waardoor de lichtgevende vlek niet helderder, maar wel veel breeder wordt.

scherm uitgezonden energie is dus belangrijk meer dan de in de vorm van blauw licht door het blauwfluoresceerende scherm geëmitteerde energie bij hetzelfde vermogen in de electronenbundel. Op eenige andere onderzochte emulsies wordt verderop nog even ingegaan.

Beschouwing der veranderlijken in de uitdrukking voor de maximale schrijfsnelheid

Nu v_{max} experimenteel bepaald is, willen wij nog even op de verschillende veranderlijken in de uitdrukking (8) voor v_{max} ingaan.

a, L en N worden bepaald door de camera. De coëfficient a zal van objectief tot objectief verschillend zijn; bovendien hangt hij, zij het in geringe mate, van de golflengte af, in het algemeen zal a voor blauw licht iets kleiner zijn dan voor groen licht. Bij objectieven van eenvoudige samenstelling kan a ten naastebij gelijk 3/4 gesteld worden. Wij onderzochten a bij $\lambda = 5461$ Å en 4358 Å door een zeer nauwe lichtbundel in de richting van de as door de lens te laten gaan en vonden $a = 0{,}72$ resp. 0.705.

De lichtsterkte L is bij de meest lichtsterke objectieven van de orde van grootte 1/2.

Over de vergrooting N weiden wij iets uitvoeriger uit. In *fig. 7* is v_{max} uitgezet als functie van N, waarbij alle andere factoren der uitdrukking constant worden gehouden en $v_{max} = 1$ is gesteld bij afbeelding 1 : 1. Wij zien hieruit, dat v_{max} toeneemt met afnemende N, dwz. naarmate sterker verkleind wordt afgebeeld. Bij $N = 1/8$ bijv. zal men 3,16 maal sneller verschijnselen kunnen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

registreeren dan bij $N = 1$, terwijl de zwarting dezelfde blijft. Te sterk verkleinen heeft echter weinig zin, omdat de winst in snelheid klein is vanaf N kleiner dan 1/10, en omdat het geregistreerde oscillogram moeilijker leesbaar wordt.

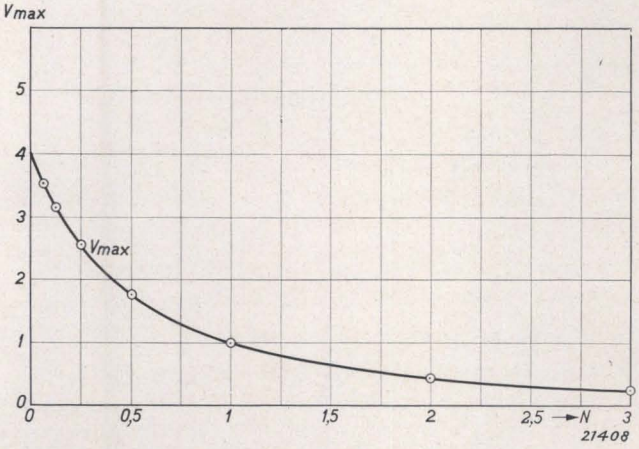


Fig. 7. Maximale schrijfsnelheid v_{max} als functie der vergrooting N. Bij $N = 1$ is $v_{max} = 1$ gesteld.

Laten wij vervolgens $V_a I_a/D$ beschouwen. Om te beginnen kunnen wij I_a constant houden en nagaan, op welke wijze V_a/D met V_a varieert. Hiervan is bekend, dat met toenemende spanning V_a op de eindanode de diameter D ook toeneemt, doch minder sterk dan V_a, zoodat men voor het bereiken van een groote waarde van v_{max} voor V_a de maximale waarde moet nemen, welke bij een bepaald buistype is toegestaan. Houden wij dus V_a constant op deze waarde, dan hangt v_{max} nog af van I_a/D. In verband met de in het bovenstaande gegeven uitdrukking:

$$BF = V_a \cdot I_a \cdot \eta , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

welke wij in de vorm schrijven:

$$BD = \frac{4}{\pi} \eta \cdot V_a \cdot \frac{I_a}{D} , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

blijkt dus v_{max} niet uitsluitend bepaald te worden door de helderheid B van de vlek; v_{max} hangt af van het product BD, dat bij gegeven V_a en η op een constante na gelijk aan I_a/D is. Omdat in verband met het oplossend vermogen van de buis een kleine vlekdiameter vereischt is, is een groote helderheid van belang. Wat nu I_a/D in afhankelijkheid van I_a betreft, kunnen wij opmerken, dat D weinig toeneemt met toenemende I_a. We hebben dit verband afzonderlijk onderzocht.

Op de opnamen, welke bij vaste V_a, doch verschillende I_a en v genomen werden, werd in de evenwichtspunten van de sinusvormige kromme de vlekdiameter D gemeten onder een visueele comparateur. Daarbij kwamen wij tot de verrassende uitkomst, dat in het bijzonder voor het groenfluoresceerende scherm, in het gebied der groote snelheden, I_a/D tennaastebij constant gevonden werd, onafhankelijk van I_a. Dit kan echter niet juist zijn, want dan zou v_{max} onafhankelijk zijn van I_a.

Bij groote stroomsterkten en dientengevolge sterke zwarting van het negatief zal de afwijking in de visueel bepaalde D gering zijn, doch bij kleine stroomsterkten kan de gemeten D veel kleiner zijn dan de werkelijke. Met visueele metingen van de vlekdiameter zij men dus voorzichtig.

Onderstellen wij daarentegen, dat D onafhankelijk van I_a een constante waarde heeft, dan vinden wij bijv. bij het groenfluoresceerende scherm de volgende berekende waarden voor v_{max}, daarbij uitgaande van $v_{max} = 990$ m/sec bij $I_a = 200$ μA, zoodat de uitdrukking nu luidt:

$$v_{max} = \frac{990}{200} \cdot I_a \ (I_a \text{ in } \mu\text{A}). \quad . \quad . \quad (13)$$

Tabel III.

I_a in micro-amp.	v_{max} in m/sec berekend	v_{max} in m/sec experim.
25	124	165
50	248	360
100	495	615
200	990	990

Uit *tabel III* blijkt, dat wij de vlekdiameter ook niet als constant mogen beschouwen, hoewel D slechts weinig verandert met toenemende I_a. De tabel kan ons leeren, welk het verband is tusschen D en I_a. Zooals we reeds opmerkten, is bij groote stroomsterkten de visueel bepaalde waarde van D wel de juiste. Zij wordt in het geval van het groenfluoresceerende scherm gelijk aan 1,44 mm gevonden bij $I_a = 200$ μA en $v = 850$ m/sec. Bij $I_a = 100$ μA zal D derhalve zijn (zie tabel III): $\frac{495}{615} \cdot 1{,}44 = 1{,}16$ mm, enz. In *fig. 8* is de op deze wijze berekende D uitgezet als functie van I_a. Bij het blauwfluoresceerende scherm vinden wij een verband van dezelfde aard. Wij onderzochten dit echter niet voldoende uitvoerig om met zekerheid een kromme weer te kunnen geven.

Tenslotte hangt D af van de schrijfsnelheid v. Ook hier geldt het bezwaar der visueele meting, zoodat wij in *fig. 9* slechts de kromme weergeven voor het groenfluoresceerende scherm bij de grootste toegepaste straalstroomsterkte $I_a = 200$ μA, waar de afwijkingen van de werkelijke vlekdiameter

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

klein zijn. Zooals verwacht mocht worden, neemt D sterk toe met afnemende v. De oorzaak hiervan ligt in het plaatselijk electrisch geladen worden van het

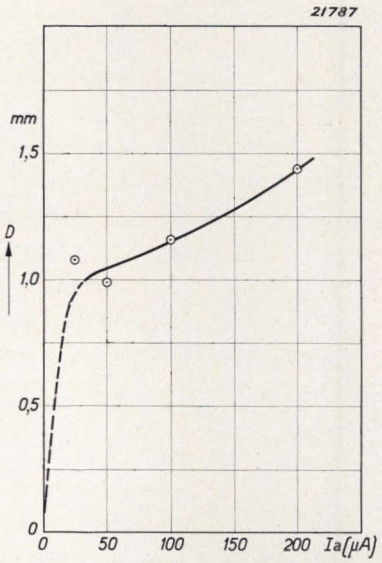


Fig. 8. Afhankelijkheid van de vlekdiameter D van de straalstroomsterkte I_a voor het groenfluoresceerend scherm in het gebied der groote schrijfsnelheid.

fluorescentiescherm. In het interessante gebied der groote snelheden verandert D zeer weinig met v en op dit gebied hebben de in fig. 8 berekende vlekdiameters betrekking.

Als laatste veranderlijke beschouwen wij η, de kaarsen per watt. Zij werd met behulp van een flikkerfotometer gemeten. Op het fluorescentiescherm werd een televisieraster ontworpen van een bepaald oppervlak, terwijl de snelheid der vlek van dezelfde orde van grootte was als bij de bovenvermelde zwartingsmetingen (200 m/sec). De spanning der eindanode werd constant gehouden, terwijl de helderheid van het scherm bij verschillende straalstroomsterkten bepaald werd. Binnen de grenzen der meetnauwkeurigheid werd η tennaastebij constant gevonden, nl. gelijk 1,2 kaarsen per watt in het geval van het groenfluoresceerende scherm, terwijl bij het blauwfluoresceerende scherm gemeten werd $\eta = 0{,}038$ kaarsen per watt. Uit deze gegevens kunnen wij de factor β berekenen aan de hand der uitdrukking voor v_{max}; met Agfa Isochrom als lichtgevoelig materiaal vinden wij:

Groenfluoresceerend scherm: $\beta = 110$ bij $I_a = 200$ μA, $V_a = 2095$ Volt, $v = 990$ m/sec en $D = 1{,}44$ mm.

Blauwfluoresceerend scherm: $\beta = 735$ bij $I_a = 200$ μA, $V_a = 2095$ Volt, $v = 210$ m/sec en $D = 1{,}44$ mm.

Het is vanzelfsprekend, dat bij het blauwfluoresceerend scherm β veel grooter is dan bij het groenfluoresceerende, omdat de fotografische emulsie in het blauwe gedeelte van het spectrum naar verhouding veel lichtgevoeliger is dan het menschelijk oog.

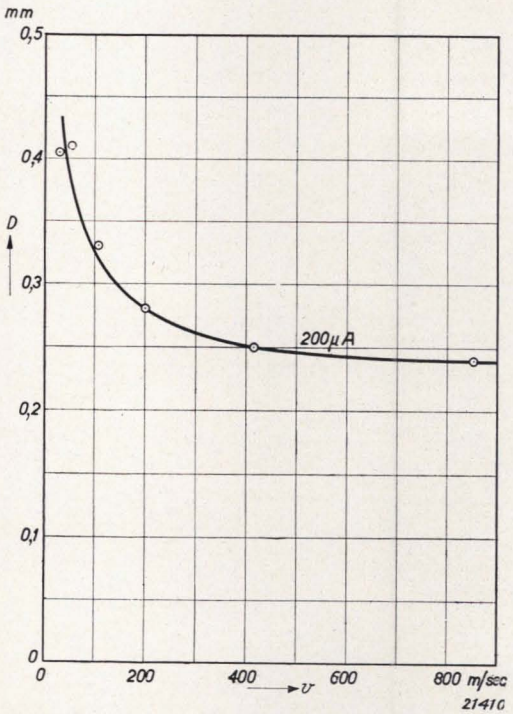


Fig. 9. Afhankelijkheid van de vlekdiameter D van de schrijfsnelheid v voor een bepaalde straalstroomsterkte in het geval van het groenfluoresceerend scherm.

Oplossend vermogen

Het is duidelijk, dat men aan de kennis der maximale schrijfsnelheid niet voldoende heeft om de vraag te kunnen beantwoorden, welke met een zekere snelheid zich afspelende details in het geregistreerde oscillogram nog kunnen worden waargenomen. Daarbij is ook de vlekdiameter een maatgevende factor. Men heeft op verschillende wijze het oplossend vermogen van een kathodestraalbuis gedefinieerd. Geen dezer definities is bijzonder doorzichtig. De eenvoudigste manier om het oplossend vermogen van een buis te kenmerken, lijkt ons gevonden te worden in de verhouding v_{max}/D, welke op een constante factor na gelijk is aan de hoogste frequentie, die nog juist geconstateerd kan worden, zooals in het volgende nader is uitgewerkt.

Op een oscillogram zijn veranderingen in de uitslag, welke van de orde van grootte van een vlekdiameter zijn, nog behoorlijk te constateeren en af te lezen. Om na te gaan, welke frequentie nog waargenomen kan worden, grijpen wij terug naar het reeds eerder afgeleide verband tusschen schrijfsnelheid, amplitude en frequentie:

$$v = 2\pi\nu A \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Schrijven wij hierin $v = v_{max}$ en $A = D$, dan volgt de maximale frequentie ν_{max}:

$$\nu_{max} = \frac{v_{max}}{2\,\pi\,D} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Voor het groenfluoresceerende scherm met $v_{max} =$ 990 m/sec en $D = 1{,}44$ mm bij $I_a = 200$ µA vinden wij: $\nu_{max} \approx 110\,000$ per/sec. Weliswaar geldt bovenstaande uitdrukking niet streng, omdat hierbij ondersteld is, dat de golflengte veel kleiner is dan $2\pi A$; niettemin blijft de afwijking tot 10 % beperkt.

Knoll [3]) tracht het oplossend vermogen op andere wijze te kenmerken. Deze schrijver gaat uit van een „normaaloscillogram", waarvoor de verhouding van amplitude tot vlekdiameter gelijk 50 is, zoodat hier een afleesnauwkeurigheid van 2 % wordt voorgeschreven, omdat immers uitwijkingen van de grootte van de vlekdiameter nog af te lezen zijn. Knoll betrekt nu v_{max}, zooals deze uit metingen gevonden wordt, op dit normaaloscillogram en voert daartoe de op de volgende wijze gedefinieerde „relatieve maximale schrijfsnelheid" $v_{r_{max}}$ (bezogene maximale Schreibgeschwindigkeit) in:

$$v_{r_{max}} = v_{max} \cdot \frac{1}{50} \cdot \frac{A}{D}, \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

waarin A de amplitude, D de vlekdiameter en v_{max} de experimenteel bepaalde maximale schrijfsnelheid is. In het geval der groenfluoresceerende buis vinden wij dan bij $I_a = 200$ µA, $A = 4{,}0$ cm, $D = 0{,}144$ cm en $v_{max} = 990$ m/sec (experimenteele gegevens):

$$v_{r_{max}} = 550 \text{ m/sec}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

terwijl de afleesnauwkeurigheid is:

$$100 \cdot \frac{D}{A} = 3{,}6\ \% \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

[3]) M. Knoll, Z. techn. Phys. **12**, 54, 1931.

Lichtgevoelig materiaal

Nadat het verband tusschen zwarting en schrijfsnelheid uitvoerig onderzocht was met Agfa Isochrom als lichtgevoelige emulsie, werd nog van eenige andere soorten materiaal nagegaan, of deze al dan niet geschikt zijn. Daartoe werden opnamen op platen van verschillende herkomst gemaakt onder voordurend dezelfde omstandigheden, nl. bij $I_a = 100$ µA en $v = 400$ m/sec in het geval van het blauwfluoresceerende scherm en bij $I_a =$ 100 µA en $v = 800$ m/sec bij het groenfluoresceerende scherm. Uit deze metingen volgt, dat voor het groenlichtende scherm geschikt zijn:

Gevaert Ultra Panchro [4]), Agfa Isopan ISS, Agfa Isochrom, Kodak Supersensitive Pan Film, Perutz Braunsiegel, Ilford Commercial Ortho Film en Lumière Super S.-E., terwijl voor het blauwlichtende scherm de volgende merken goede diensten bewijzen:

Gevaert Superchrom, Agfa Ultra Spezial, Lumière Extra Rapide, Perutz Braunsiegel, Ilford Iso Zenith, Mimosa Oscillograafpapier en Kodak Supersensitive Pan Film.

Uit een vergelijking der metingen, aan de verschillende fotografische materialen verricht, blijkt, dat het groenfluoresceerende scherm in combinatie met een behoorlijk groengevoelige emulsie belangrijk beter is dan het blauwfluoresceerende scherm in combinatie met het meest blauwgevoelige materiaal. Wel biedt het blauwfluoresceerende scherm een voordeel, wanneer men inplaats van met een tijdbasis wil werken met een bewegende film, omdat dit scherm slechts uiterst kort nalicht. In de meeste gevallen zal men echter met voordeel met een stilstaande camera werken en een der beide paren afbuigende platen gebruiken voor een lineair met de tijd verloopende spanning.

[4]) Bij Gevaert Ultra Panchro werd voor v_{max} (2 kV, 200 µA en DG 16 - 2) gevonden 2 km/sec.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

PRAKTISCHE TOEPASSINGEN VAN RÖNTGENOGRAFISCH MATERIAALONDERZOEK XI

door W. G. BURGERS.

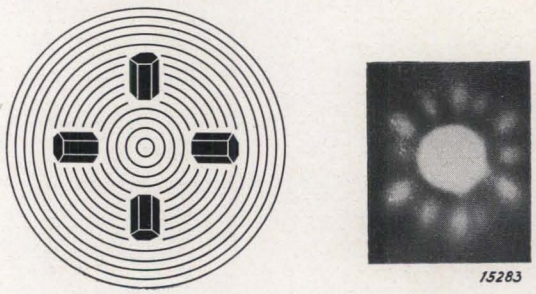
In het algemeen zijn de mechanische eigenschappen van een kristal afhankelijk van de richting ten opzichte van de kristalassen. Een duidelijk voorbeeld vormt een mica kristal, dat uiterst gemakkelijk splijtbaar is volgens een bepaald kristalvlak (het splijtvlak), terwijl het loodrecht op dit vlak zeer moeilijk kan worden doorgescheurd. Verschillen van deze aard vindt men echter in meerdere of mindere mate bij alle kristallen terug, zoo is bijv. voor een aluminiumkristal de trekvastheid in een richting, die volgens een ruimtediagonaal van het kubische kristalrooster verloopt, bijna tweemaal zoo groot als in de richting van een kubusribbe.

Wat hierboven over de mechanische eigenschappen gezegd is, geldt eveneens voor physische en chemische eigenschappen. Ook hierbij treden in verschillende kristallografische richtingen veelal verschillen op. Als voorbeeld zij genoemd de ongelijke aantastbaarheid van verschillende kristalvlakken voor chemische reagentia, ten gevolge waarvan bij het etsen van metaalstukken de kristallijne structuur zichtbaar wordt.

In een kristallijn materiaal, dat uit zeer vele kleine kristallieten is opgebouwd, zal deze „anisotropie" der kristaleigenschappen verloren gaan, indien de kristallieten, wat de richting van hun rooster betreft, willekeurig door elkaar liggen. Immers komen dan in een bepaalde richting van het materiaal alle mogelijke kristallografische richtingen voor en dientengevolge komen onderlinge verschillen hiervan niet tot uiting. Een dergelijk materiaal noemt men „quasi-isotroop".

Nemen echter de kristallieten, wat betreft de stand van hun assen, bepaalde voorkeursoriëntaties in, dan zal de anisotropie der afzonderlijke kristallieten ook voor het materiaal als geheel tot op zekere hoogte, afhankelijk van de aard en de scherpte dier oriëntaties, behouden blijven. Men zegt, dat materialen, waarbij dit het geval is, een „textuur" vertoonen, waarmee dan uitgedrukt wordt, dat de verdeeling van de richtingen der kristalassen over de ruimte geen gelijkmatige is. Texturen kunnen zoowel van nature in een materiaal optreden, als daarin door met de bewerking of bereiding in verband staande factoren zijn teweeggebracht.

Het optreden van een textuur bij een materiaal kan voor zijn toepassingsmogelijkheid of gewenscht, ja zelfs vereischt, of ook ongewenscht zijn. Dit hangt geheel af van de aard der toepassing. In het eene geval zal men daarvoor een materiaal wenschen met zoo gelijk mogelijke eigenschappen in alle richtingen, in een ander geval wordt juist gebruik gemaakt van de aanwezigheid van een uitgesproken anisotropie, welke het materiaal voor het beoogde doel geschikt maakt. Het is dientengevolge duidelijk, dat het vaststellen van de al of niet aanwezigheid eener textuur (en bij aanwezigheid bovendien van de aard hiervan) voor het beoordeelen van de bruikbaarheid van een materiaal zeer belangrijk kan zijn. Zooals we reeds vroeger hebben uiteengezet, kan dit veelal afgeleid worden uit het karakter der interferentielijnen op röntgenfoto's. Hebben de kristallieten van een materiaal geenerlei voorkeur voor bepaalde standen, dan zijn de lijnen langs hun geheele lengte even sterk gezwart (hetzij gelijkmatig, hetzij, bij aanwezigheid van grootere kristallieten [1]), in afzonderlijke puntjes). Een textuur daarentegen uit zich in het algemeen daardoor, dat langs elke interferentielijn plaatsen met groote zwarting afwisselen met plaatsen, waar de zwarting veel geringer is, een gevolg van het feit, dat er in een bepaalde richting veel meer kristalvlakjes de röntgenstralen reflecteeren dan in andere. Uit de wijze, waarop licht en donker elkaar afwisselen, kan de röntgenkristallograaf bovendien afleiden, hoe de kristalvlakjes, wat hun stand betreft, in de ruimte verdeeld liggen, d.w.z. wat het karakter der aanwezige textuur is.



a) b)

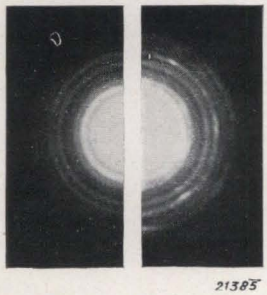
Fig. 1. *a)* Schematische voorstelling van de textuur van een echte parel. Deze bestaat uit concentrische laagjes koolzure kalk. Elke laag is opgebouwd uit zeszijdige symmetrische kristalletjes, waarvan de as overal loodrecht op de laagjes staat. *b)* Röntgendiagram van een echte parel: zestallig symmetrisch patroon.

[1]) Vgl. voorbeeld 21, Philips techn. T. **2**, 29, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Voorbeelden van natuurlijke texturen hebben we in de loop dezer artikelenreeks reeds ontmoet bij het onderzoek der echtheid van parels [2]) (*fig. 1*), waarbij bleek, dat deze uit op zeer bepaalde wijze gerangschikte kristallieten koolzure kalk zijn opgebouwd. Ook in speksteen [3]) (*fig. 2*) bleken gedeelten voor te komen, waarin de kristallieten een meer of

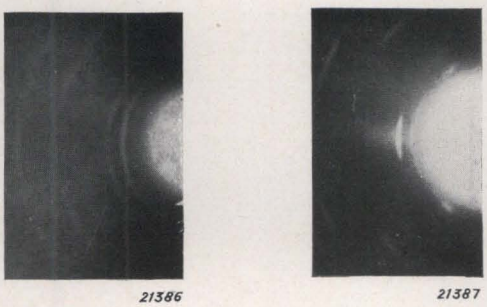


a) *b)*

Fig. 2. Röntgenfoto's van speksteen.
a) een plek, die bij bakken niet scheurt: gelijkmatige verdeeling der intensiteit langs de ringen wijst op quasi-isotroop materiaal.
b) een plek, waar later bij het bakken scheuring optrad: interferentieringen met maxima en minima der intensiteit wijzen op textuur.

mindere voorkeur voor bepaalde standen vertoonen, hetgeen oorzaak was van het ontstaan van scheuren bij het bakken van dit materiaal. Dergelijke natuurlijke texturen zijn het gevolg van processen, welke bij de groei of de vorming der desbetreffende stoffen een rol hebben gespeeld. Zij treden zeer veelvuldig op, in het bijzonder bij stoffen, welke in het planten- en dierenrijk voorkomen, en het kan zelfs eerder als een uitzondering worden beschouwd, indien dergelijke stoffen volkomen isotroop zijn.

Ook een „kunstmatige" textuur is reeds onderwerp van behandeling geweest, nl. de besproken nikkellaagjes, welke langs electrolytische weg op



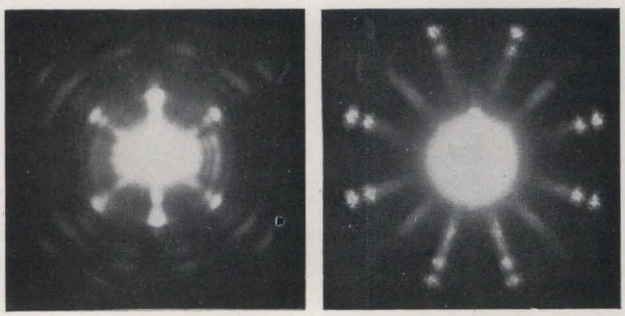
a) *b)*

Fig. 3. Röntgenfoto's van electrolytisch neergeslagen nikkellaagjes.
a) glanzend laagje, vertoont geen textuur.
b) mat laagje, vertoont uitgesproken textuur.

[2]) Voorbeeld 4, Philips techn. T. **1**, 60, 1936.
[3]) Voorbeeld 3, Philips techn. T. **1**, 60, 1936.

een koperen staaf afgescheiden waren [4]) (*fig. 3*). Het ontstaan der textuur was hierbij waarschijnlijk het gevolg van het feit, dat de nikkelkristalletjes in een bepaalde richting, welke varieeren kan met de electrolyse-voorwaarden (samenstelling van het bad, stroomdichtheid, enz.) het snelst groeien en dientengevolge alleen „gunstig" georiënteerde kristallen aan de oppervlakte der afgescheiden nikkellaag te voorschijn komen. Eigenschappen als glans en hardheid der laagjes kunnen van de ontstane textuur afhankelijk zijn.

Een tweede voorbeeld vormde het nikkelijzer band, hetwelk voor de vervaardiging van kernen van pupinspoelen gebruikt wordt [5]). Hierbij vertoont zoowel het gewalste ongegloeide als het daarna gerekristalliseerde materiaal een uitgesproken textuur, zooals uit de röntgenfoto's van *fig. 4*



a) *b)*

Fig. 4. Röntgenfoto's van nikkelijzerblik voor pupinkernen (walsrichting verloopt horizontaal).
a) Walstextuur.
b) Rekristallisatietextuur.

blijkt. De door het walsen teweeggebrachte textuur is daarbij een onmiddellijk gevolg van het feit, dat de afzonderlijke metaalkristallen zich vervormen door middel van afschuiving langs bepaalde kristallografische vlakken (de zoogenaamde glijvlakken) en deze daarbij de neiging hebben zich evenwijdig te stellen aan die richting, waarin het materiaal het gemakkelijkste wegvloeit, dat is de walsrichting. Dat ook bij gloeien van een dergelijke walstextuur een zeer bepaalde rekristallisatietextuur ontstaat, hangt dan weer daarmee samen, dat de plaatsen, waar het kristalrooster bij de afschuiving het sterkst gestoord wordt en waar dus bij het gloeien de kiemen der nieuwe kristallieten gevormd worden [6]), vlak langs de glijvlakken liggen. Dientengevolge hebben ook de kiemen een bepaalde oriëntatie, welke met de walstextuur samenhangt en in het röntgenbeeld van het gegloeide materiaal

[4]) Voorbeeld 5, Philips techn. T. **1**, 95, 1936.
[5]) Voorbeeld 22, zie Philips techn. T. **2**, 93, 1937.
[6]) Vgl. voorbeeld 20, Philips techn. T. **2**, 29, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

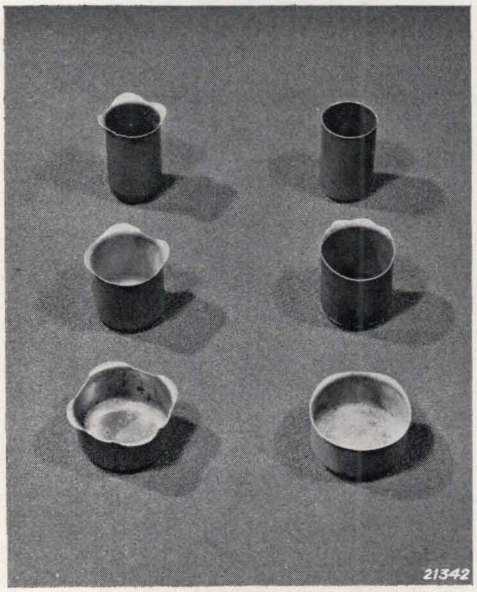
www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

als rekristallisatietextuur tot uiting komt. Zooals in het vorige artikel is uiteengezet, is het optreden dezer rekristallisatietextuur voor de kwaliteit van het bij verder uitwalsen verkregen band voor pupinspoelen essentieel.

Hieronder volgt nu nog een geval, waarin het röntgenografisch textuuronderzoek de al of niet geschiktheid van een materiaal voor een bepaald doel begrijpelijk maakt.

23. Trekken van chroomijzeren dopjes

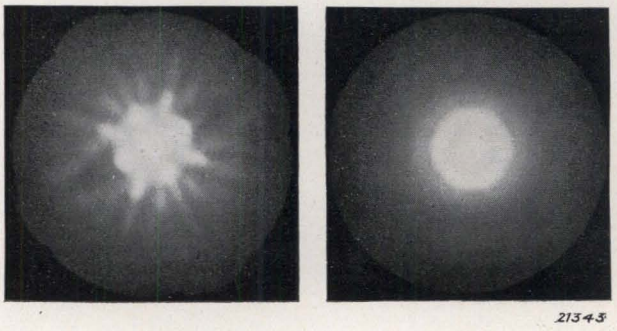
Bij het trekken van dopjes uit ronde plaatjes chroomijzerblik ontstaan aan de rand in het algemeen zoogenaamde lippen (*fig. 5*), doordat het



a) *b)*

Fig. 5. Dopjes, getrokken uit ronde plaatjes chroomijzerblik: *a)* met en *b)* zonder duidelijke lippenvorming.

materiaal op de eene plaats veel sterker rekt dan op de andere. Wordt deze lippenvorming te sterk, dan geeft dit aanleiding tot het ontstaan van barsten. Terwijl dit bij een in voorraad zijnd materiaal slechts in geringe mate het geval was, kwamen er bij gebruik van een nieuw materiaal veel grootere lippen. Aangezien een dergelijk verschijnsel volgens gegevens uit de literatuur mogelijkerwijze aan anisotropie van het materiaal toegeschreven moest worden, werden röntgenfoto's van beide materialen vervaardigd. Deze zijn in *fig. 6* weergegeven. Daaruit blijkt duidelijk, dat ook in het onderhavige geval het optreden der lippen aan de genoemde oorzaak moet toegeschreven worden. Terwijl nl. foto 6*b* van het oude materiaal gelijkmatig van intensiteit is,



a) *b)*

Fig. 6. Röntgenfoto's van chroomijzerblik.
a) blik, waaruit bij trekken dopjes ontstaan met duidelijke lippen. Het materiaal heeft een uitgesproken textuur.
b) blik, dat bij trekken dopjes geeft met weinig uitgesproken lippen. Het materiaal is quasi-isotroop.
Tengevolge van schaduwvorming door het verstrooide röntgenlicht teekent zich de contour van de bovenrand der blikjes op de foto's duidelijk af. Op foto *a)* zien wij, dat de textuur der röntgenopname regelmatig ligt ten opzichte van de lippen.

vertoont foto 6*a* van het nieuwe materiaal afwisselend lichte en donkere gedeelten. De verdeeling der intensiteit is symmetrisch ten opzichte van twee onderling loodrechte middellijnen der foto. Hieruit kan worden afgeleid, dat de eigenschappen van het blik in deze beide richtingen anders zullen zijn dan in de richtingen, welke er juist tusschenin liggen (de 45 °-richtingen"). Uit trekproeven bij materiaal met soortgelijke textuur blijkt inderdaad, dat de vloeigrens in verschillende richtingen ongelijk is. Het is begrijpelijk, dat dientengevolge bij het trekken het materiaal in bepaalde richtingen meer zal vloeien dan in de andere, hetgeen tot scheuren aanleiding geven kan. Door een verandering in het walsprocédé van dit blik, en wel door het koudwalsen niet te ver door te voeren, maar daar tusschendoor te gloeien, was het optreden van een textuur te voorkomen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

No. 1142: J. H. de Boer und H. H. Kraak: Die elektrische Leitfähigkeit von dünnen Metall-, insbesondere von Molybdänschichten (Rec. Trav. chim. Pays Bas **55**, 941 - 953, Oct. 1936).

Voor verschillende temperaturen van de onderlaag tijdens het bedampen en gedurende het meten van de weerstand werd de geleidbaarheid van dunne laagjes molybdeen bepaald in afhankelijkheid van de laagdikte. Voor temperaturen lager dan de hoogste temperatuur, waarop het laagje ooit is geweest, zijn de veranderingen met de temperatuur practisch omkeerbaar. Komt men echter bij hoogere temperaturen, dan stijgt de geleidbaarheid op onomkeerbare wijze. Vatten wij dunne metaalhuidjes op als een overgang tusschen damp en vast metaal, dan kunnen wij een zoodanige onderlinge ligging der energieniveaus voor de electronen afleiden, dat daaruit de anomale temperatuurcoëfficient der geleidbaarheid volgt. Dit schema der energieniveaus lijkt op het schema voor halfgeleiders volgens Wilson.

No. 1143: F. M. Penning: Die Glimmentladung bei niedrigem Druck zwischen koaxialen Zylindern in einem axialen Magnetfeld (Physica **3**, 873 - 894, Nov. 1936).

Na een inleiding over de beweging der electronen in vacuum tusschen koaxiale cylinders onder invloed van een axiaal magneetveld, worden de ontsteekspanning en de karakteristiek van de glimontlading bij zeer lage gasdrukken onderzocht. Hierbij werd o.a. ook nagegaan de invloed van de helling der kathode ten opzichte van de richting van het magneetveld en de invloed van inhomogeniteiten van het magneetveld.

No. 1144: W. Elenbaas: Die Elektrodenverluste in der Quecksilber-Hochdruckentladung (Physica **3**, 947 - 953, Nov. 1936).

De som van de anode- en kathodeval blijkt toe te nemen met stijgende dampdruk en dalende stroom, terwijl zij bij wisselstroom slechts weinig afhangt van de fase.

No. 1145: F. Coeterier and M. C. Teves: An apparatus for the transformation of light of long wavelength into light of short wavelength. II. The influence of magnetic fields (Physica **3**, 968 - 976, Nov. 1936).

De scherpte van de afbeelding kan men bij de lichttransformator aanzienlijk verbeteren door een eenvoudig versnellend electrostatisch veld te gebruiken in combinatie met het magneetveld van een lange spoel. De verdraaiing van het beeld, die daarbij zou kunnen optreden, wordt vermeden, als men een permanente ringmagneet gebruikt inplaats van een electromagneet.

No. 1146: J. F. H. Custers und J. H. de Boer: Elektrostatische und van der Waals'sche Adsorption von Jod an Fluoridschichten (Physica **3**, 1021 - 1034, Nov. 1936).

Bij een bedekkingsgraad van hoogstens $^1/_2\,^0/_0$ jodiummoleculen op een oppervlak van calciumfluoride blijkt de absorptie van licht wel meer dan honderd maal zoo sterk te zijn als voor vrije jodiummoleculen, terwijl het absorptiespectrum verschoven is naar kleinere golflengten. Worden er meer jodiummoleculen geadsorbeerd, dan worden deze niet meer vastgehouden door electrostatische bindingskrachten, zooals de eerste geadsorbeerde moleculen, maar door bindingskrachten volgens van der Waals. De absorptiecoëfficient daalt dan sterk en gaat over in die voor vrij jodium, hoewel het absorptiespectrum nog verschoven ligt naar kleinere golflengten. Bij verder toenemende bezetting verschuiven de maxima der absorptiekrommen naar grootere golflengten; vooral is dit in sterke mate het geval met het maximum aan de zijde der lange golven. Ook voor jodium geadsorbeerd aan strontium- en bariumfluoride zijn de absorptiespectra bepaald, welke veel gelijken op die bij adsorptie aan calciumfluoride. Bij adsorptie aan calciumfluoride is het spectrum der jodiummoleculen meer verschoven naar kleinere golflengten dan bij adsorptie aan strontiumfluoride en daarbij weer meer dan bij bariumfluoride. Dit steunt dus de bewering, dat bij een kleiner kation het absorptiespectrum sterker verschuift dan bij een grooter.

No. 1147: H. Bruining: The depth at which secondary electrons are liberated (Physica **3**, 1046 - 1052, Nov. 1936).

De secundaire emissie van een oppervlak vertoont in afhankelijkheid van de snelheid der primaire electronen een maximum. De vermindering der secundaire emissie kan men verklaren door aan te nemen, dat de primaire electronen met toenemende snelheid dieper in het materiaal dringen, zoodat van de dáár vrijgemaakte electronen een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

toenemend percentage het oppervlak niet meer zal kunnen bereiken. Door oppervlakken van verschillende ruwheid onder verschillende hoeken met snelle primaire electronen te beschieten, is nu inderdaad vastgesteld, dat voor een voldoende glad oppervlak de secundaire emissie door scherend invallende primaire electronen grooter is dan voor loodrecht invallende. Voor primaire electronen van 500 volt wordt de gemiddelde diepte, waarop de secundaire electronen uit een nikkelplaatje worden losgemaakt, op ongeveer 30 Å geschat.

No. 1148: M. J. O. Strutt: Moderne Mehrgitter-Elektronenröhren (Schweiz. Arch. angew. Wiss. Techn. **2,** 183 - 199, Aug. 1936).

In deze voordracht voor de Physikalische Gesellschaft Zürich werd een overzicht gegeven van de moderne ontwikkeling der radiolampen met meerdere electroden. Na een inleiding over de eigenschappen van triodes en penthodes worden de lampen met regelbare versterking besproken, nl. de penthode met een stuurrooster met een veranderlijke spoed en de hexode. Zulk een hexode kan tevens worden gebruikt als frequentie-omvormer. Een vereenvoudigde vorm van zulk een omvormer, die alle functies in één lamp vereenigt, is de octode (zes roosters). De eischen van gering geruisch en weinig andere storingen worden behandeld. Door de trillende ruimteladingen in dergelijke electronenbuizen ontstaan een aantal interessante effecten, waarvan het zg. „inductie-effect" uitvoerig wordt besproken.

No. 1149: W. G. Burgers (in collaboration with J. A. A. Ploos van Amstel): An apparatus for „optical" demonstration of some geometrical features of electron diffraction photographs. (Z. Kristallogr. A **95,** 54 - 73, Oct. 1936).

In dit artikel is een beschrijving gegeven van de inrichting en het gebruik van een toestel, waarmee verschillende geometrische eigenschappen van electronendiffractiebeelden voor oogen kunnen worden gevoerd met behulp van het zg. reciproke rooster.

No. 1150: W. G. Burgers und F. M. Jacobs: Röntgenographische Spannungsbeobachtungen an Nickeleisenblech (Metallwirtschaft **15,** 1063 - 1066, Nov. 1936).

De terugkaatsing van Co-K_α-straling op 400-vlakken van een gerekristalliseerd nikkelijzerplaatje met ongeveer 53 atoomprocenten ijzer is zeer gevoelig voor kleine veranderingen in de roosterconstante. In dit verband wordt een poging vermeld om een inzicht te verkrijgen in de spanningstoestand, die bestaat in het materiaal van Pupinkernen. Over een rekristallisatietextuur met (100) evenwijdig aan de as van een getrokken nikkeldraad worden tenslotte mededeelingen gedaan.

No. 1151: P. J. Bouma: Vervorming van geluidstrillingen bij voortplanting door de lucht (Ned. T. Natuurk. **3,** 241 - 254, Oct. 1936).

In dit artikel wordt een systematische behandeling gegeven van de verschillende verwaarloozingen, die men bij het oplossen der trillingsvergelijkingen van het geluid gewoonlijk maakt. Verder wordt nagegaan, wat men verkrijgt door deze verwaarloosde effecten in eerste benadering wel in rekening te brengen, waarbij speciaal het optreden van niet-lineaire vervormingen nader bestudeerd wordt.

No. 1152*): R. Houwink: Kolloidchemie und Kolloidphysik organischer plastischer Massen (Koll. Z. **77,** 183 - 201, Nov. 1936).

De samenhang van plastische en elastische vervorming met de intra- en intermoleculaire krachten wordt besproken. Het principieele verschil tusschen zuiver elastische deformatie en die van stoffen als rubber, waarbij binnenin plastische vervormingen optreden wordt aangegeven. Verschillende typen van diagrammen voor de vloeisnelheid als functie van de schuifspanning worden behandeld. Voor het optreden van een dergelijke hoogelastische deformatie worden 4 postulaten opgesteld, die voornamelijk betrekking hebben op de vier mogelijkheden om potentieele en kinetische energie in de verschillende bindingen te verzamelen. De overgang van vloeistof naar vaste stof door afkoeling en door polymerisatie wordt besproken. De eigenschappen van plastische stoffen, verkregen door afkoeling of door polymerisatie, worden afzonderlijk behandeld voor sphero-colloiden en lineaire colloiden. Verdere middelen om plastische en elastische eigenschappen te veranderen zijn de brugvorming tusschen lineaire moleculen, chemische verandering van molecuuloppervlakken en het toevoegen van vulstoffen. Tenslotte wordt nog kort ingegaan op de beteekenis van de oriënteering der deeltjes en van gelvorming voor de eigenschappen der plastische stoffen.

*) Van publicaties, gemerkt met * is geen voor verspreiding voldoend aantal overdrukken beschikbaar. Van de andere publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag gaarne overdrukken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!